

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

MICHEL CROCHET

INGÉNIEUR DE L'INSTITUT TECHNIQUE
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

1^{re} THÈSE

ÉTUDE D'UN SYSTÈME D'AÉRIENS DIRECTIF, LARGE BANDE,
DANS LA GAMME DÉCAMÉTRIQUE

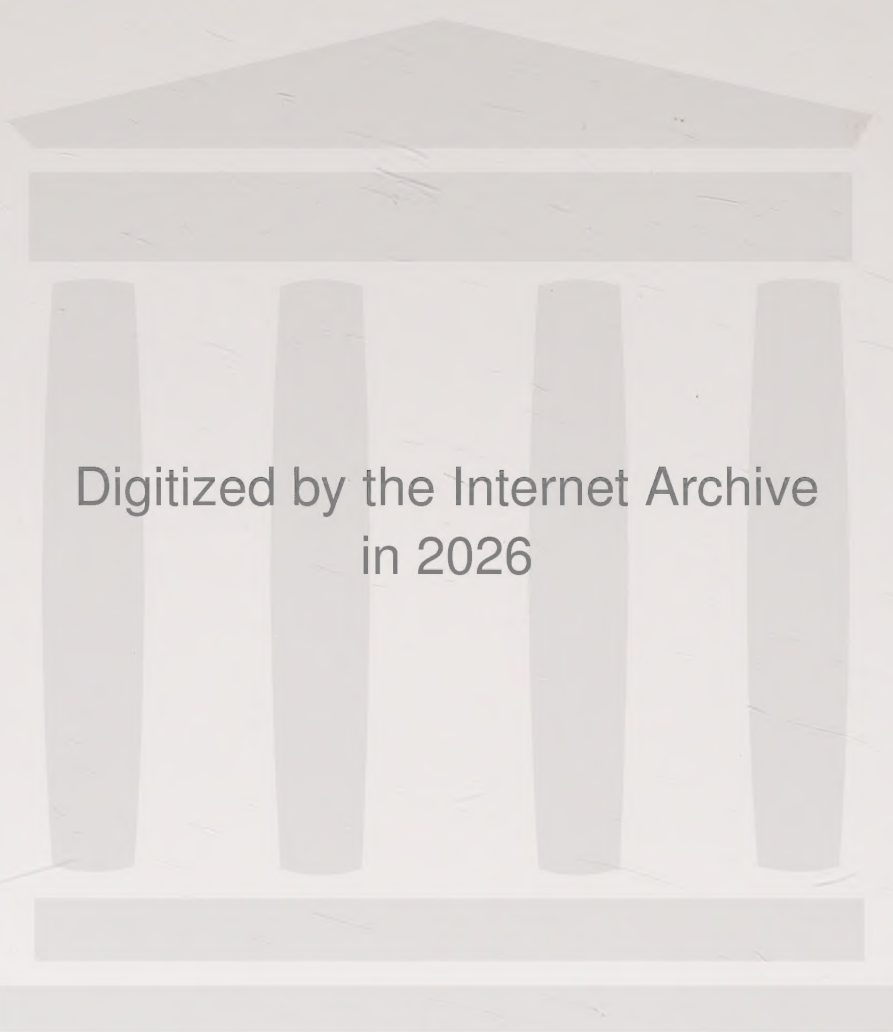
2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

THÉORIES RÉCENTES DE FORMATION DE LA COUCHE E SPORADIQUE
ET VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES

Soutenues le 18 décembre 1963, devant la Commission d'Examen

Jury	{	MM. ROCARD	{	Président.
		BAURAND		Examineurs.
		DELLOUE		



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550201_0033

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

MICHEL CROCHET

INGÉNIEUR DE L'INSTITUT TECHNIQUE
DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN



1^{re} THÈSE

ÉTUDE D'UN SYSTÈME D'AÉRIENS DIRECTIF, LARGE BANDE,
DANS LA GAMME DÉCAMÉTRIQUE

2^e THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

THÉORIES RÉCENTES DE FORMATION DE LA COUCHE E SPORADIQUE
ET VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES

Soutenues le 18 décembre 1963, devant la Commission d'Examen



Jury	{	MM. ROCARD	{	Président.
		BAURAND		Examinateurs.
		DELLOUE		

2383HT



ÉTUDE D'UN SYSTÈME D'AÉRIENS DIRECTIF,
LARGE BANDE,
DANS LA GAMME DÉCAMÉTRIQUE

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et algèbre supérieure.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et phys. céleste (Orsay).
PRENANT	T	Anatomie et histol. comparée.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	DESTOUCHES ..	T	Théorie physique.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	AMIEL	T	Chimie générale.
WYART.....	T	Minéralogie et cristallog.	HOCART	T	Minéralogie et cristallog.
TEISSIER	T	Zoologie.	J.-P. MATHIEU..	T	Physique (Optique).
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).	COUTEAUX	T	Cytologie.
AUGER	T	Physique quantique et relativité.	MAY	T	Zoologie (Orsay).
MONNIER	T	Physiologie générale.	CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie.
PIVETEAU	T	Paléontologie.	FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	GUINIER.....	T	Physique des solides (Orsay).
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	JOST	T	Physiologie comparée.
LAFFITTE	T	Chimie générale.	FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathémat.
FAYARD	T	Géométrie supérieure.	SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
COULOMB	T	Physique du globe.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
M ^{lle} COUSIN ...	T	Biologie animale (S.P.C.N.).	MALAVARD.....	T	Aviation (tech. aéronaut.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	BRELOT	T	Calcul différentiel et intégr.
DRACH	T	Zoologie.	NORMANT.....	T	Synthèse organique.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).	BENARD	T	Chimie minérale.
EPHRUSSI.....	T	Génétique.	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.) et sédimentologie (Orsay).	DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
GAUTHERET ...	T	Biologie végétale (P.C.B.).	SOULAIRAC....	T	Psychophysiologie.
LUCAS R.	T	Recherches physiques.	ULRICH	T	Physiologie vég. appliquée.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.	MARÉCHAL.....	T	Optique théorique et appl.
ARNULF	T	Optique appliquée.	KIRRMANN.....	T	Théories chimiques.
MORAND.....	T	Physique enseignement.	CHADEFAUD....	T	Botanique.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).	M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
FORTIER.....	T	Mécanique exp. des fluides.	LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
PETIT	T	Biologie maritime.	DEVILLERS	T	Anatomie et histol. comparées.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	EHRESMANN ...	T	Topologie algébrique.
GALLIEN	T	Embryologie.	FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
EICHHORN	T	Botanique.	GLANGEAUD ...	T	Géographie phys. et géologie.
DE CUGNAC ...	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	GODEMENT	T	Mathématiques (M.G.P.).
M ^{lle} CAUCHOIS .	T	Chimie physique.	PISOT	T	Techn. math. de la physique.
THELLIER	T	Physique du globe.	ROCH	T	Géologie.
L'HÉRITIER ...	T	Biologie générale (Orsay).	SCHATZMANN ...	T	Astrophysique.
GRIVET	T	Radio-électricité (Orsay).	TERMIER	T	Géologie générale.
PONCIN	T	Mécanique générale.	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.	LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
QUELET	T	Chimie organique.	RIZET	T	Génétique (Orsay).
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.	ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
CHAMPETIER ...	T	Chimie macromoléculaire.	M ^{me} TONNELAT.	T	Physique théorique.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.	DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
JUNG	T	Géologie.	SOUCHAY	T	Chimie générale.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.	AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
WIEMANN	T	Chimie organique et struct.	BRUSSET	T	Chimie systématique.
			M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).

M ^{me} CHAIX	T	Chimie biologique.	CHARLOT	T	Chimie analytique.
M ^{me} HUREL-PY.	T	Biologie végétale (P.C.B.).	LEMÉE	T	Écologie végétale (Orsay).
PIAUX	T	Chimie (M.P.C.).	GUÉRIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
BRUN	T	Mécanique théorique des fluides.	CHATELET M. ..	T	Chimie (P.C.B.).
LEDERER	T	Chimie biologique (Orsay).	JEAN	T	Physique nucl. (Orsay).
M ^{me} DUBREIL ..	T	Mathématiques (Agrég.).	MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).
M ^{me} LELONG ..	T	Mathématiques II (E.N.S.).	BERGERARD ...	T	Zoologie (Orsay).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).	BERTEIN	T	Électronique (Orsay).
COTTE	T	Physique électricité.	BOUSSIÈRES ..	T	Radiochimie.
DUBOIS J.-E. ..	T	Chimie organique.	M ^{me} COUTURE... T	Thermo. et méc. physique.	
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).	ELLENBERGER.. T	Géologie des grandes régions du globe.	
MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay).	FRANC	T	Biologie animale (P.C.B.).
OLMER	T	Énergétique générale.	SCHNELL		Botanique tropicale.
ROUAULT	T	Électricité (Orsay).	STOLKOWSKI ...	T	Physiologie végétale.
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.	ACHER	T	Chimie biologique.
BARCHEWITZ ..	T	Chimie physique.	BAUDOIN		Biologie animale (P.C.B.).
BROSSEL	T	Physique atomique.	BEAUMONT.....		Biologie animale (S.P.C.N.).
BUSER	T	Physiologie comparée.	BLAMONT	T	Géophysique-ionosphère.
CAMUS	T	Physiologie vég. (Orsay).	BOURREAU	T	Botanique.
CASTAING	T	Physique II thermo. (Orsay).	CURIE D.....		Physique (M.G.P.).
CURIEN	T	Minéralogie et cristallog.	DURAND-DELGA T		Géologie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).	FREON	T	Chimie organique (Orsay).
NOIROT	T	Évolution des êtres org.	HELLER	T	Physiologie végétale.
PANNETIER	T	Chimie générale.	TORTRAT	T	Calcul des probabilités.
POSSOMPES	T	Zoologie.	CAILLEUX	T	Géologie (S.P.C.N.).
PULLMANN.....	T	Chimie quantique.	MAGNAN.....	T	Physique (S.P.C.N.).
TEILLAC	T	Physique nucl. et radio-activité (Orsay).	DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliq. à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
TONNELAT	T	Biol. physico-chim. (Orsay).	M ^{lle} FOURCROY.		Biologie végétale (S.P.C.N.).
VILLE	T	Économétrie.	M ^{me} CHOQUET-BRUHAT..		Mécanique analytique et mécanique céleste.
WILLEMART ...	T	Chimie (P.C.B.).	M ^{lle} VEIL	T	Physiologie générale.
DODE	T	Chimie (Orsay).	LWOFF	T	Microbiologie.
FREYMANN	T	Recherches physiques.	SIESTRUNCK....	T	Mécan. phys. et expér.
GUINOCHE T ..	T	Biol. vég. (S.P.C.N.) (Orsay).	LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay).
ROLLET	T	Chimie minérale.	BROCHARD	T	Physique (P.C.B.) (Orsay).
M ^{lle} JOSIEN ...	T	Chimie (S.P.C.N.).	CABANNES	T	Mécanique générale.
CHEVALLEY ...	T	Géométrie algéb. et théorie des groupes.	LESIEUR.....	T	Mathématiques I (Orsay).
ARNOULT	T	Électronique (Orsay).	MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique I (Orsay).	CAIRE		Géographie phys. et géol. dynamique.
DELANGE	T	Mathématiques I (Orsay).	COMOLET	T	Mécanique des fluides.
DENY	T	Mathématiques génér. (Orsay).	CORABŒUF.....	T	Physiol. animale (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théor. des fluides.	DELLOUE		Physique de l'exosphère.
LUCAS G.	T	Géologie.	GORENFLOT ...		Botanique II (Orsay).
ALLARD	T	Chimie physique.	HOUILLO N ...		Biologie animale (P.C.B.).
BERTHELOT ...	T	Phys. des particules fondamentales (Orsay).	JULLIEN J.		Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
BRICARD	T	Météor. et physique de l'atmosphère.	MALGRANGE ...	T	Technique math. de la physique (Orsay).
M ^{me} ALBE-FESSARD..	T	Psycho-physiologie.	OLIVIER		Anthropologie.
FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).	NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
M. JULIA	T	Études des moléculaires complexes.	BLANC-LAPIERRE	T	Physique (E.N.S.) (Orsay).
LENDER	T	Biol. anim. (S.P.C.N.) (Orsay).	CHEVAUGEON ..	T	Botanique (Orsay).
MAGAT	T	Physico-chimie des radio-éléments.	KAHANE.....	T	Mathématiques (Orsay).
M ^{lle} QUINTIN ..	T	Électrochimie.	SAMUEL	T	Mathématiques fém. (E.N.S.).
MONOD	T	Chimie du métabolisme.	KOVRGANOFF ..	T	Astronomie (Orsay).
BENOIT.....	T	Physiol. animale (Orsay).	THIRY	T	Mécanique céleste.
DE POSSEL	T	Analyse numérique.	ABELES		Physique (S.P.C.N.).

AMAT	T	Physique (P.C.B.).	HERVÉ	T	Mathématiques.
AUBOIN	T	Géologie.	NÉRON	T	Mathém. (M.P.C.) (Orsay).
M ^{me} BENOIT- GUEUTAL.	T	Phys. nucléaire et radio- activité (Orsay).	M ^{me} PECKER- WIMEL....	T	Astrophysique.
BOUGIS		Biologie marine (Villefranche- sur-Mer).	BALKANSKY ...		Physique (M.P.C.).
BRUHAT	T	Mathématiques (M.P.C.).	LE CORRE	T	Électricité.
BRUNN	T	Géologie historique (Orsay).	DELCROIX	T	Physique théorique (Orsay).
CHABBAL	T	Physique (M.G.P.) (Orsay).	GOURDIN		Phys. théor. des hautes énergies (Orsay).
DEHEUELS ...	T	Mathématique propé.	LEHMANN	T	Phys. exp. des hautes énergies (Orsay).
D'ESPAGNAT ..	T	Physique théorique (Orsay).	NATAF	T	Physique nucléaire et radio- activité (Orsay).
FURON	T	Géologie (S.P.C.N.).	ÉCHALIER		Biologie animale (P.C.B.).
M ^{me} GANS	T	Génétique.	BARRAUD		Physiologie cellulaire.
GENEVÈS		Biologie végétale (P.C.B.).	LIORET		Physiologie végét. (Orsay).
GUILBERT		Physique (C.U.S.) (Orléans).	DARS		Géologie struct. et géol. appliquée.
HUPE	T	Pétrographie.	CAMEFORT	T	Botanique (agrégation).
HOLLANDE.....	T	Biologie générale.	VICHNIEWSKY .	T	Mécanique industrielle.
LIONS	T	Analyse numérique.	BLAQUIÈRE		Électronique (Orsay).
MAITTE	T	Chimie (P.C.B.).	ARNOUS	T	Physique théorique.
MEYER		Physique propédeutique.	TATIBOUET		Chimie (C.U.S.) (Orsay).
NICOLAS		Géologie appliquée.	MALLIAVIN.....	T	Mathématique propé. (Orsay).
PANIGEL		Biologie générale.	GAUDEMAR		Chimie propédeutique.
RAVIER		Pétrographie.	PÉREZ Y JORBA .		Phys. exp. des hautes énergies (Orsay).
ROSEAU	T	Méc. théor. des fluides.	DAVID	T	Chimie (agrég.) (Orsay).
ROUBINE	T	Électronique.	BROUSSE.....	T	Mécanique théorique.
SILBER	T	Chimie (P.C.B.).			
UEBERSFELD ..	T	Électronique.			
YVON	T	Théories physiques.			

Secrétaire général..... R. POULLAIN

TABLE DES MATIÈRES

	PAGES
CHAPITRE PREMIER. — Généralités	1
1,1 Position du problème	1
1,2 Choix de l'aérien	4
1,3 Plan de l'étude	5
CHAPITRE II. — Étude d'un élément. Théorie	7
2,1 Généralités	7
2,2 Antennes coniques	9
2,3 Conclusion	14
CHAPITRE III. — Étude expérimentale de l'impédance	15
3,1 Généralités	15
3,2 Influence de l'angle à la base	18
3,3 Influence de l'angle au sommet	22
3,4 Influence de l'isolateur	27
CHAPITRE IV. — Projet de réseau	31
4,1 Introduction	31
4,2 Rappel théorique	31
4,3 Rayonnement transversal	35
4,4 Rayonnement oblique	37
4,5 Application	39
4,6 Gain du réseau	42
4,7 Réalisation pratique	44
4,8 Conclusion	46
CHAPITRE V. — Étude du rayonnement dans le plan vertical	47
5,1 Généralités	47
5,2 Sol parfait. Antenne mince	47
5,3 Sol non parfait	50
5,4 Sol réel	55
5,5 Élément biconique	57
5,6 Conclusion	57

CHAPITRE VI. — Influence du réflecteur sur le rayonnement	58
6,1 Détermination du champ électrique rayonné	58
6,2 Étude de la fonction R due au réflecteur	60
6,3 Étude du diagramme dans le plan vertical	63
CHAPITRE VII. — Étude expérimentale du rayonnement	65
7,1 Principe	65
7,2 Diagramme de rayonnement dans le plan horizontal	65
7,3 Diagramme de rayonnement dans le plan vertical	70
CONCLUSION	73
BIBLIOGRAPHIE	74

CHAPITRE PREMIER

GÉNÉRALITÉS

1,1 POSITION DU PROBLÈME. DONNÉES IONOSPHERIQUES

1,11 Introduction.

Cette étude a pour objet la réalisation d'un aérien destiné à l'investigation de l'ionosphère par la méthode de rétrodiffusion.

PRINCIPE DE LA RÉTRODIFFUSION (*fig. 1*).

Une onde pulsée émise dans une direction donnée se réfracte dans l'ionosphère. Après diffusion au sol, une partie de l'énergie revient au point d'émission par le trajet inverse. Les observations portent sur l'amplitude, la phase, le retard de l'écho de retour. Comme dans un sondeur ionosphérique, l'appareillage comprendra un émetteur-récep-

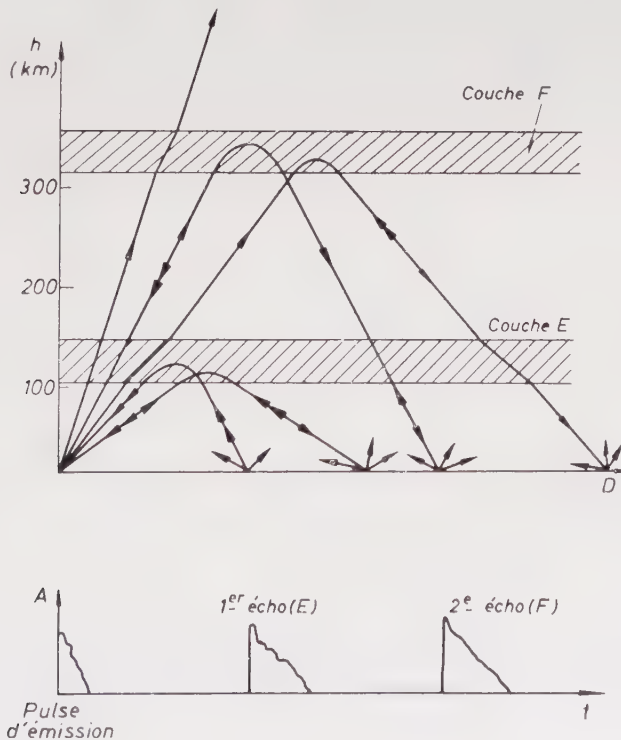


Fig. 1

teur. Dans notre problème, l'énergie de retour, très affaiblie par la propagation à grande distance et la rétrodiffusion, nécessite l'utilisation d'un récepteur à haute sensibilité.

A chaque instant, on recherchera les conditions de propagation optimales pour une distance déterminée (cette distance pouvant éventuellement varier), ce qui imposera à l'aérien de posséder une grande largeur de bande et une grande directivité.

1,12 Gamme de fréquences.

Le choix de la gamme de fréquences est lié à des considérations de propagation oblique. Plusieurs paramètres sont susceptibles d'influencer ce choix. Deux de ces paramètres sont des données purement ionosphériques :

- les fréquences critiques « F_c » en incidence verticale des différentes couches;
- les hauteurs réelles de ces mêmes couches;
- un troisième paramètre « D » (distance de propagation) dépendra des deux précédents, mais principalement des conditions d'utilisation, c'est-à-dire de la distance que l'on s'impose.

Nous donnerons ci-dessous un échantillonnage de caractéristiques de couches; on détermine les fréquences maxima de fonctionnement, la distance D du point de rétrodiffusion, et l'angle d'attaque $x = \frac{\pi}{2} - \theta$.

Caractéristiques des couches		F (MHz) fréquence de fonctionnement	D (en km)	x (en degrés)
Hauteur virtuelle	Fréquence critique F_c (MHz)			
Couche E		7	400	26°
120	3,5	10,5	600	17°
		17,5	1 200	4°
Couche F_2		8	250	70°
350	7,5	12	1 060	32°
		14	1 300	24°
		21	2 500	10°
		25	4 000	2°
Couche F_2		14	100	80°
350	13,5	21	1 000	32°
		25	1 300	24°

On remarque que la gamme de fréquences 8-25 MHz permet d'obtenir des échos en provenance d'une gamme étendue de distances D . Pour qu'il en soit ainsi, on remarque, d'après les valeurs de x relativement variables, que le rayonnement ne devra pas être trop directif dans le plan vertical.

1,13 Directivité.

Les échos à grande distance sont très faibles, à cause de la perte d'énergie par propagation et par rétrodiffusion; il est alors nécessaire de focaliser l'énergie émise dans l'angle solide le plus étroit possible. De même à la réception, il est nécessaire que le gain de l'aérien de réception soit élevé dans la direction à étudier. L'emploi d'un aérien directif améliorera en effet le rapport signal sur bruit. Dans la direction privilégiée, le niveau de bruit est accru dans la même proportion que le niveau de signal; mais hors de cette direction, les bruits seront très atténués. Ces considérations nous conduiront à choisir le même aérien directif à l'émission comme à la réception.

Comme nous l'avons vu dans les exemples du paragraphe 1,12, pour atteindre une distance D , la variation des fréquences critiques des différentes couches impose une certaine souplesse sur l'angle de site θ .

D'autre part, pour des conditions ionosphériques données, il est parfois nécessaire de tirer à différentes distances D . On fera varier la fréquence f , l'angle θ devra pouvoir varier, c'est-à-dire que l'aérien devra pouvoir émettre de l'énergie dans une gamme de θ assez étendue; donc le diagramme de rayonnement dans le plan vertical, s'il était étroit, devrait être orientable, sinon il doit être assez large. On se contentera d'agir sur le rayonnement dans le plan horizontal.

Cette focalisation permettra de travailler à gisement fixe en éliminant les échos venant d'autres azimuts. On pourra donc étudier les couches ionosphériques dans une zone étroite autour de l'axe de propagation et en des points échelonnés sur cet axe, d'où une possibilité d'étude géographique des couches et des zones de diffusion. Cependant, l'exploration géographique reste limitée à quelques degrés autour de la direction privilégiée. Pour couvrir tout l'espace, il faudrait un nombre très élevé d'aériens à rayonnement fixé en direction; il faut donc recourir à une rotation du lobe.

1,14 Rotation du lobe.

Le balayage de l'espace au cours du temps à l'aide d'un faisceau d'énergie étroit présente un grand intérêt pour les études ionosphériques. Il permet une étude de l'ionisation en différents points selon l'exposition solaire (influence du lieu, latitude et longitude). Il permet, d'autre part, l'étude de l'évolution d'irrégularités locales de l'ionosphère et de leurs vitesses de déplacement.

Le dispositif de rotation du lobe doit être simple et permettre l'exploration du champ maximal avec la vitesse de balayage maximale. Le déplacement peut se faire d'une façon continue, ou par bonds discrets dans des conditions convenablement choisies.

Dans les gammes de fréquences élevées (VHF, UHF), les antennes sont peu encombrantes et peuvent aisément tourner autour d'un axe; nous verrons dans le paragraphe suivant que la gamme de fréquences imposée et les conditions de directivité nous conduisent à des aériens de dimensions importantes pour lesquels une autre solution devra être trouvée.

1,2

CHOIX DE L'AÉRIEN

Les conditions ionosphériques précédemment énoncées nous conduisent à deux types de solutions pour l'aérien.

1,21 Éléments large-bande directif, orienté dans la direction de propagation, à rotation mécanique.

Un élément large-bande possédera nécessairement des dimensions géométriques qui seront de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde maximale ($\lambda = 30$ m). La rotation mécanique s'avérera difficilement réalisable, nous indiquerons cependant deux types d'antennes utilisés dans notre gamme de fréquences, pour des études ionosphériques.

1,211 ANTENNE LOG-PÉRIODIQUE (fig. 2).

La géométrie de cette antenne est telle que ses propriétés électriques (en particulier l'impédance d'entrée) se répètent périodiquement avec le logarithme de la fréquence. On pourra considérer l'impédance comme constante dans une certaine gamme de fréquences; les fréquences extrêmes étant définies par la longueur des éléments extrêmes. L'antenne log-périodique est donc une antenne large-bande.

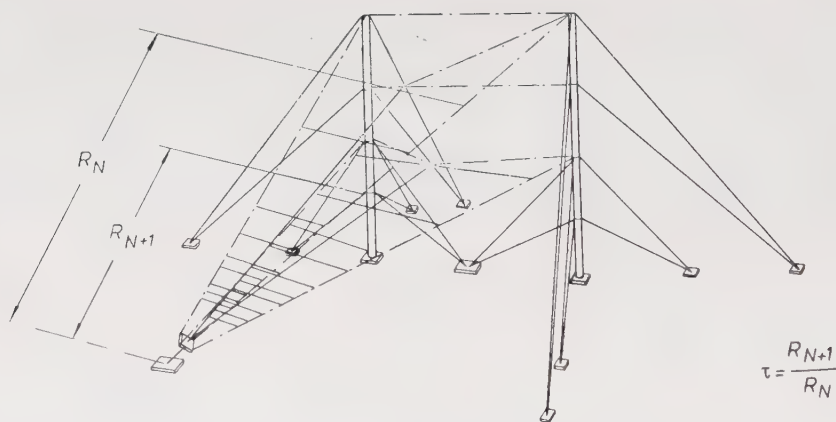


Fig. 2. — Antenne log-périodique

Dans notre gamme de fréquences, le brin le plus long devrait être d'environ 8 m. Les dimensions de cette antenne deviennent trop importantes pour permettre une rotation mécanique. D'autre part, la directivité d'un élément n'est pas suffisante; elle est de l'ordre de 60° en azimut comme en élévation.

1,212 LOSANGE.

Le losange est très couramment utilisé dans les télécommunications. Il est constitué par des fils de très grande longueur par rapport à la longueur d'onde maximale, qui sont excités par des ondes progressives.

Dans le plan horizontal, le diagramme de rayonnement peut être très étroit, de l'ordre de 10 à 15° .

D'autre part, une propriété intéressante de cet aérien au point de vue télécommunication point à point est la similitude des lois de variation de la direction du maximum de rayonnement dans le plan vertical, et de la variation de l'angle de tir en fonction de la fréquence. Si la fréquence varie, l'angle d'émission variera de telle façon que l'énergie parvienne toujours au même point. Dans une liaison point par point, cette propriété est un avantage; mais pour une étude de rétrodiffusion, cela ne permettra pas de faire varier la distance D; le losange présente donc un inconvénient par rapport à l'aérien dont le diagramme vertical varie peu avec la fréquence.

L'encombrement est de plus un des principaux inconvénients de cet aérien qui n'est pas orientable en azimut. Dans notre gamme de fréquences, on pourrait prendre, par exemple :

- hauteur au-dessus du sol 25 m;
- longueur de la grande diagonale 200 m;
- longueur de la petite diagonale 52 m.

On voit immédiatement qu'une rotation mécanique de l'ensemble ne peut être envisagée.

1,213 CONCLUSION.

On se tournera vers une solution électrique : on alimente une succession d'éléments large-bande disposés en réseau à amplitudes égales, mais à déphasages croissants et variables. Les déphasages s'obtiennent en plaçant en série sur les lignes d'alimentation des longueurs de lignes en progression arithmétique, qui pourront être commutées à volonté. On obtient ainsi une rotation du lobe principal dans le plan horizontal.

1,22 Réseau d'éléments large-bande.

Pour qu'une antenne verticale possède une certaine largeur de bande, il est nécessaire que ses dimensions transversales ne soient pas négligeables. On utilise, en général, des aériens présentant une certaine sphéricité, tels que les ellipsoïdes ou les cônes à toit sphérique. Mais dans notre gamme de fréquences, une telle forme des éléments entraîne des difficultés de construction à cause de leurs dimensions. On adopte alors des antennes de même genre, mais plus schématiques, donc plus simples à réaliser. Pour des raisons de meilleure adaptation d'impédance dans la zone d'excitation, on préfère à l'élément de type cylindrique, l'élément de *type conique*.

1,3

PLAN DE L'ÉTUDE

Nous étudierons donc un réseau d'antennes de *type biconique*.

Après un rappel théorique sur l'impédance des cônes, la complexité des calculs, due à la forme du toit d'antenne et aux grandes dimensions transversales, nous conduira à une *étude expérimentale de l'impédance*. Cela nous permettra de déterminer les paramètres géométriques de l'élément adapté à notre problème.

Compte tenu des données ionosphériques, on fera un projet de réseau en rayonnement transversal, ou oblique; on en déduira les propriétés directives théoriques dans ces deux cas que l'on comparera aux *résultats expérimentaux du rayonnement* du réseau dans le plan horizontal.

Enfin, à partir d'une étude théorique du rayonnement dans le plan vertical, compte tenu de la nature du sol et de la polarisation, on expliquera l'allure des courbes de rayonnement expérimentales du réseau et de l'élément dans le plan vertical. Cette étude fera ressortir l'influence du rideau réflecteur sur le diagramme dans le plan vertical.

CHAPITRE II

ÉTUDE D'UN ÉLÉMENT CONIQUE

RAPPELS THÉORIQUES

2,1

GÉNÉRALITÉS

2,11 Introduction.

Nous étudierons l'aérien dans le but d'une utilisation adaptée à notre problème. Les résultats théoriques sur des modèles approchés nous guideront dans le premier choix des dimensions géométriques. Après l'étude expérimentale, nous comparerons nos résultats avec les résultats théoriques en recherchant la cause et l'importance des différences. Il est donc nécessaire de rappeler les résultats théoriques obtenus dans le domaine des antennes coniques.

La puissance rayonnée par l'antenne sera transportée par un feeder d'impédance caractéristique égale à 50 ohms. Il est nécessaire que l'émetteur d'une part, l'antenne d'autre part, soient adaptés à la ligne d'alimentation. Ceci impose de connaître l'impédance d'entrée de l'antenne dans la gamme de fréquences d'utilisation.

2,12 Adaptation d'une antenne à une ligne coaxiale.

Une antenne est destinée à transformer des ondes électromagnétiques en ondes en espace libre. Pour éviter des réflexions de puissance, on assurera une variation graduelle des différents paramètres. Une ligne de transmission qui s'épanouit selon une loi exponentielle nous donne le schéma le plus satisfaisant de l'antenne large-bande.

L'expérience montre que la forme n'est pas très critique. Nous la ferons évoluer de la forme *figure 3* à la forme *figure 6*.

2,13 Rappel sur la théorie des lignes.

Pour une impédance de charge Z et une impédance caractéristique Z_c , la théorie des lignes introduit les paramètres suivants :

— Le coefficient de réflexion ρ qui est le rapport de la tension réfléchie à la tension incidente. Il s'écrit :

$$\rho = \frac{Z - Z_c}{Z + Z_c} \quad (1)$$

— Le coefficient d'ondes stationnaires S , rapport des tensions maximales et minimales sur la ligne, joue le rôle d'un coefficient de désadaptation. Il s'écrit :

$$S = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \quad (2)$$

ρ varie de 0 à 1 alors que S varie de 1 à l'infini. Dans le cas d'une mauvaise adaptation, la proportion des ondes stationnaires augmente; on ne transmet pas le maximum de puissance à l'antenne. Il y a en plus élévation des valeurs de crête de la tension et du courant aux ventres avec des risques de décharge disruptive dans le diélectrique du câble et d'échauffement excessif.

Nous voyons donc l'importance de l'étude de S , S se déduisant de l'impédance d'entrée.



Fig. 3

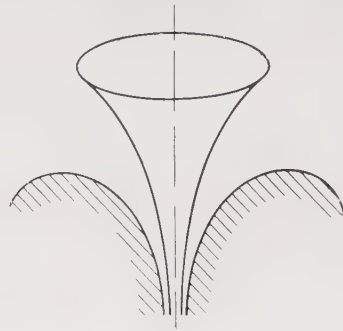


Fig. 4

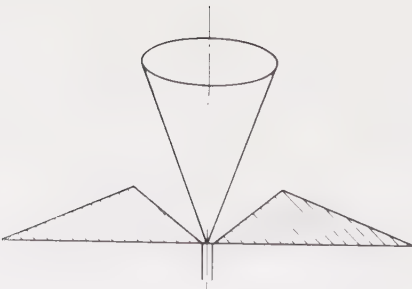


Fig. 5

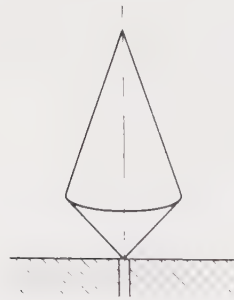


Fig. 6

Hypothèse simplificatrice : le sol sera considéré comme parfaitement conducteur.

2,21 Cas d'un cône infini.

D'après la théorie des images, un cône en présence d'un sol parfait est équivalent à deux cônes identiques opposés par le sommet (*fig. 7*). L'espace compris entre les deux nappes coniques peut être considéré comme un guide d'onde (hypothèse de SCHELKUNOFF). Les équations de Maxwell en coordonnées sphériques permettent de calculer le champ en un point M de coordonnées r, θ, φ . Les lignes de force du champ électrique sont des cercles centrés en O passant par l'axe du bicône; les lignes de force du champ magnétique sont des cercles centrés sur l'axe du cône; les ondes entre les deux surfaces coniques sont transverses électromagnétiques (T.E.M.). Les composantes radiales des champs E et H sont nulles :

$$E_r = 0, \quad H_r = 0.$$

On a :

$$\left[\begin{array}{l} E_\theta = \frac{1}{r \sin \theta} Z_0 H_0 e^{-j(2\pi r/\lambda)} \\ H_\varphi = \frac{1}{r \sin \theta} H_0 e^{-j(2\pi r/\lambda)} \end{array} \right]. \quad (3)$$

On pose : $2\pi/\lambda = \beta$,

Z_0 : impédance caractéristique du vide.

La tension $V(r)$ qui s'établit entre A et A' situés sur les deux cônes sera obtenue en prenant l'intégrale curviligne de E_θ le long du grand cercle passant par AA' :

$$V(r) = \int_{\theta_1}^{\pi-\theta_1} E_\theta r d\theta = Z_0 H_0 e^{-j\beta r} \int_{\theta_1}^{\pi-\theta_1} \frac{d\theta}{\sin \theta},$$

$$\left[V(r) = 2Z_0 H_0 e^{-j\beta r} \log \cotg \frac{\theta_1}{2} \right]. \quad (4)$$

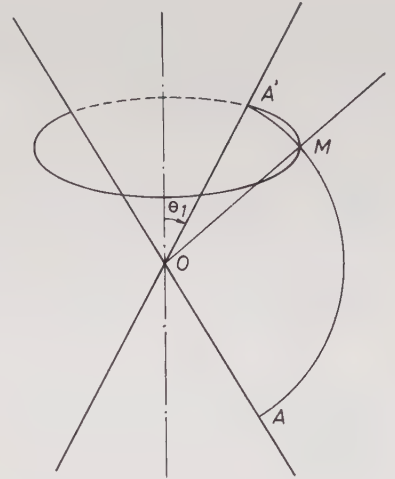


Fig. 7

Le courant total sur le cône passant par $M(r, \theta)$ peut être obtenu en appliquant le théorème d'Ampère :

$$I(r) = \int_0^{2\pi} H_\varphi r \sin \theta d\varphi = 2\pi r H_\varphi \sin \theta,$$

$$\boxed{I(r) = 2\pi H_0 e^{-j\beta r}}. \quad (5)$$

L'impédance caractéristique du cône en un point M est le rapport de $V(r)$ sur $I(r)$, donc des équations (4) et (5) :

$$\boxed{Z_c = \frac{V(r)}{I(r)} = \frac{Z_0}{\pi} \text{Log cotg } \frac{\theta_1}{2}}. \quad (6)$$

Remarque I. — On a établi ces formules en supposant qu'il n'existait que le mode fondamental (T.E.M.). Ceci impose qu'il n'y ait pas de réflexions aux frontières du cône, donc que ce dernier soit infini.

Remarque II. — Le calcul a été fait pour un bicône en espace libre; en pratique, il y a un seul cône en présence d'un sol supposé parfaitement conducteur, le parcours d'intégration pour $V(r)$ est la moitié du précédent; il faut donc diviser l'impédance caractéristique par 2.

Remarque III. — L'impédance caractéristique du vide est $Z_0 = 120\pi$. On a donc :

$$\boxed{Z_c = 60 \text{ Log cotg } \frac{\theta_1}{2}}. \quad (7)$$

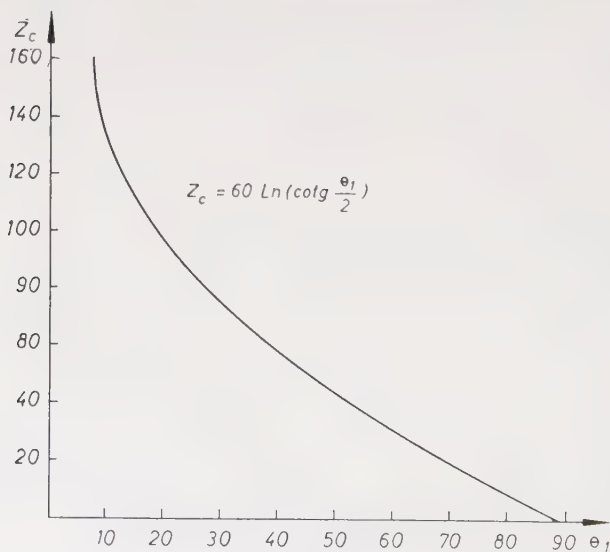


Fig. 8

Cette formule indique que Z_c ne dépend pas de la position du point M sur le cône qui se comporte comme une ligne à impédance caractéristique constante. On représentera cette valeur de l'impédance en fonction du demi-angle à la base θ , sur la *figure 8*.

2,22 Antenne biconique finie à toit sphérique.

2,221 INTRODUCTION.

SCHELKUNOFF a élaboré deux types principaux de théories traitant les problèmes d'antennes coniques. La première est une application de la « *théorie des lignes* » aux antennes coniques minces. La seconde est une extrapolation de la « *théorie des guides d'ondes* ». Elle est basée sur la résolution des équations de Maxwell dans le cas d'un cône fini. Les ondes étant sphériques, le choix d'un toit de même forme simplifiera grandement les équations aux limites.

2,222 THÉORIE DES MODES. CAS D'UN TOIT SPHÉRIQUE.

L'antenne étudiée est représentée *figure 9*. Le cône constitue un transformateur d'impédance entre la ligne et l'espace libre; la sphère est la frontière entre ce transformateur et l'espace libre.

Trois types d'ondes peuvent exister dans un tel système :

— l'existence d'ondes T.E.M. dépend de la présence des conducteurs qui imposent aux champs des conditions aux limites. Si l'on suppose que l'on a des ondes sphériques, les ondes T.E.M. peuvent seulement exister à l'intérieur de la sphère (*fig. 10*);

— à l'intérieur de la sphère existe une famille d'ondes transverses magnétiques (T.M.) telles que :

$$H_\pi = 0, \quad E_r \neq 0 \quad (\text{fig. 11 et 12}).$$

Remarque. — Il existe une famille d'ondes T.M. et non T.E. (transverse électrique), car les conditions aux limites sur la partie conductrice de la sphère doivent être satisfaites : le champ électrique doit être normal et le champ magnétique transverse.

A l'intérieur de la sphère, il existe également des ondes T.M., mais SCHELKUNOFF, en calculant les champs dans les différents modes, a mis en évidence que, au voisinage de la pointe du cône, seul le mode T.E.M. subsiste. Le mode T.E.M. contribue donc seul au courant et à la tension à l'entrée; l'impédance d'entrée dépendra donc seulement des ondes T.E.M. incidente et réfléchie.

Si l'on connaît le coefficient de réflexion à la sphère frontière, l'impédance de l'antenne s'en déduit simplement au moyen des équations des lignes de transmission :

$$Z_i = Z_c \frac{1 - \rho e^{2j\beta r_1}}{1 + \rho e^{-2j\beta r_1}} \quad | \quad (8)$$

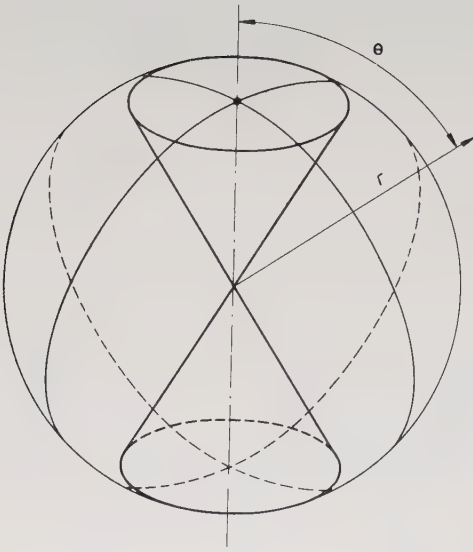


Fig. 9

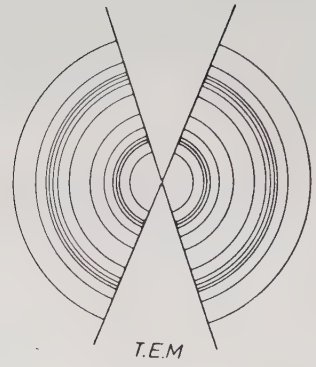


Fig. 10

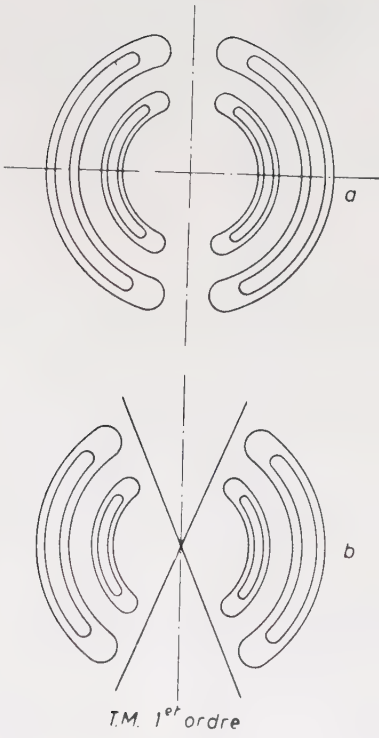


Fig. 11

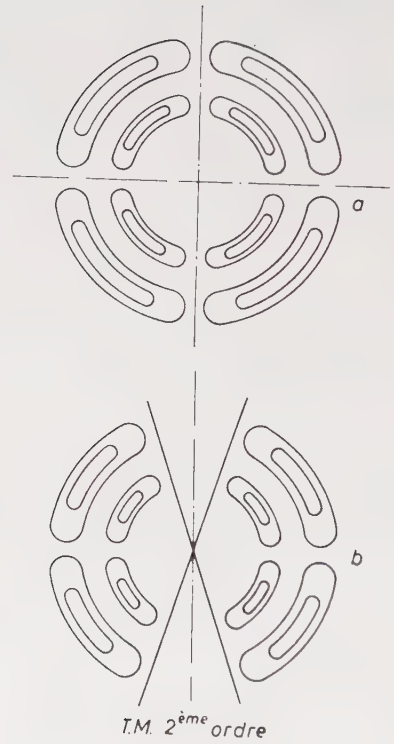


Fig. 12

avec

$$\rho = \frac{1 - Z_c Y_t}{1 + Z_c Y_t} \quad , \quad (9)$$

Y_t étant l'admittance du toit sphérique.

On voit donc que tout le problème se ramène à la détermination de Y_t à l'aide des conditions de continuité sur la sphère frontière et des conditions de nullité de la composante tangentielle du champ électrique sur la partie conductrice de celle-ci. SCHELKUNOFF a obtenu les solutions des équations de Maxwell et a développé les résultats pour des angles θ très faibles ou des angles approchant de $\pi/2$ [5]. SMITH a repris ces équations et développé ces résultats pour des angles θ , compris entre 20° et 60° [6]. Il suppose qu'on obtient une approximation suffisante en conservant les ondes T.E.M., l'onde T.M. intérieure du premier ordre et les ondes T.M. extérieures du premier et du second ordres. Cette simplification demande cependant encore une analyse mathématique très complexe.

2,23 Toit conique.

Dans notre problème, il faudrait calculer l'impédance du toit formé par un cône; dans ce cas, le problème devient extrêmement plus complexe; les conditions aux limites font apparaître une famille d'ondes T.E. telles que $H_t \neq 0$, $E_t = 0$, de façon que la résultante des champs électriques soit perpendiculaire à la surface, et que la résultante des champs magnétiques tangente à la surface soit nulle.

On ne pourra utiliser la théorie des modes pour résoudre notre problème, car la résolution des équations de Maxwell et le calcul de l'impédance du toit deviennent très compliqués.

2,24 Résultats théoriques.

2,241 RÉSULTATS DE SMITH [6].

SMITH a calculé la résistance et la réactance d'entrée du bicône à toit sphérique en fonction de $2\pi h/\lambda$, h étant la hauteur de l'antenne (ici $h = r_1$), pour des angles θ_1 compris entre 30° et 50° .

Le coefficient de réflexion sur la sphère frontière est faible, donc le taux d'ondes stationnaires sur une ligne d'impédance caractéristique égale à celle du cône sera faible. Ceci conduit à choisir des lignes d'impédance caractéristique 42 à 70 ohms (d'après la fig. 10) pour utiliser avec des antennes large-bande.

Avec de tels angles, la partie conductrice de la sphère présente une grande capacité par rapport au sol. La première résonance aura lieu pour des fréquences plus basses que pour une antenne filiforme.

2,242 RÉSULTATS DE DORNE [9].

A partir des équations des champs pour les modes T.E.M. et T.M., DORNE a tiré les conclusions suivantes :

- a) pour un cône de grande longueur, l'impédance d'entrée approche de l'impédance caractéristique du cône;
- b) pour un cône donné, l'impédance sera capacitive aux fréquences basses;
- c) pour les cônes d'angle à la base faible, les modes supérieurs prépondèrent, alors que dans le cas d'angles à la base élevés, ce sont les modes inférieurs.

2,25 Théorie des lignes.

La théorie de SCHELKUNOFF des antennes de forme quelconque fait appel aux équations des lignes non uniformes. SCHELKUNOFF a traité le cas de l'antenne biconique symétrique, en considérant que le premier cône était une ligne uniforme (c'est-à-dire que l'impédance caractéristique ne dépend pas du point choisi sur le cône), alors que le deuxième cône est une ligne non uniforme. Le calcul est fait dans le cas d'un bicône mince symétrique; s'il est dissymétrique avec un angle à la base élevé, le nombre des éléments dans les développements en série devient très important et les intégrales très complexes.

On ne pourra donc appliquer cette théorie que dans le cas de faibles angles à la base.

2,3

CONCLUSION

Devant les difficultés théoriques que présentent, dans le cas d'un bicône non symétrique de grand angle à la base, la théorie des modes d'une part, la théorie des lignes d'autre part, il a été nécessaire de recourir à l'expérience et d'étudier directement l'influence des paramètres géométriques sur le taux d'ondes stationnaires et sur l'impédance d'entrée.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'IMPÉDANCE

3,1

GÉNÉRALITÉS

3,11 Position du problème. Choix de la ligne.

L'impossibilité de calculer l'impédance à l'aide de la théorie dans le cas d'un toit conique a conduit à faire une étude expérimentale précise de cette impédance. L'étude devra être faite avec la ligne d'alimentation qui sera utilisée par la suite, car nous verrons que son impédance caractéristique joue un grand rôle dans la détermination de la forme de l'aérien. Dans le précédent chapitre, nous avons vu que, pour un cône à toit conique, les meilleurs résultats sur la largeur de bande sont obtenus avec des impédances caractéristiques de 40 à 70 ohms.

Dans l'alimentation de l'aérien, l'affaiblissement en ligne devra être minimal; on prendra donc les lignes de transmission les plus courtes possible avec le coefficient d'affaiblissement α minimal.

D'autre part, la ligne devra transporter une énergie importante avec parfois de fortes surtensions et surintensités dues à un régime d'ondes stationnaires qui se superpose au régime d'ondes progressives.

C'est surtout la condition d'affaiblissement qui va nous guider dans le choix de la ligne, car les longueurs nécessaires seront relativement grandes en raison de l'étendue de l'aérien final.

On choisira une ligne coaxiale. Si les conducteurs intérieur et extérieur sont de même nature, l'affaiblissement minimal a lieu pour

$$r_2 = 3,6r_1 \quad (1)$$

r_2 : rayon du conducteur extérieur,

r_1 : rayon du conducteur intérieur.

L'impédance caractéristique d'un câble coaxial Z_c peut s'écrire :

$$Z_c = \frac{138}{\sqrt{\epsilon_r}} \log \frac{r_2}{r_1} \quad \text{en ohms,} \quad (2)$$

ϵ_r étant la constante du diélectrique.

La condition (1) permet d'écrire :

$$Z_c \sqrt{\epsilon_r} = 76,5 \text{ ohms} \quad (3)$$

Il faut alors choisir une ligne ayant un diélectrique qui présente les pertes minimales, qui a une bonne résistance mécanique. Le polyéthylène ($\epsilon_r = 2,26$) remplit très bien ces différentes conditions.

Le choix se portera sur un câble coaxial RG17AU d'impédance caractéristique 50 ohms.

3,12 Principe des mesures. Appareillage.

L'étude expérimentale se fera dans la gamme des fréquences d'utilisation avec des éléments à l'échelle 1. Ceci évite l'utilisation d'un banc hyperfréquence, et les différentes homothéties (en particulier l'homothétie de conductivité des sols). D'autre part, les perturbations éventuellement causées par la zone d'excitation (raccord coaxial-antenne) seront les mêmes que dans l'utilisation pratique.

Les mesures d'impédance seront faites à l'aide d'un pont Wayne-Kerr fonctionnant selon le principe des ponts à transformateur différentiel. Il permet la comparaison de deux impédances Z_1, Z_2 en courant alternatif haute fréquence par une méthode de zéro. Les impédances à comparer sont connectées dans deux circuits indépendants alimentés en parallèle par une source de courant alternatif S. Cette source sera un générateur type Marconi fournissant une porteuse de 8 à 30 MHz modulée à 400 ou 1 000 cycles par seconde. Le détecteur D sera un récepteur stabilidyne qui nous permettra de préafficher la fréquence de travail avec précision.

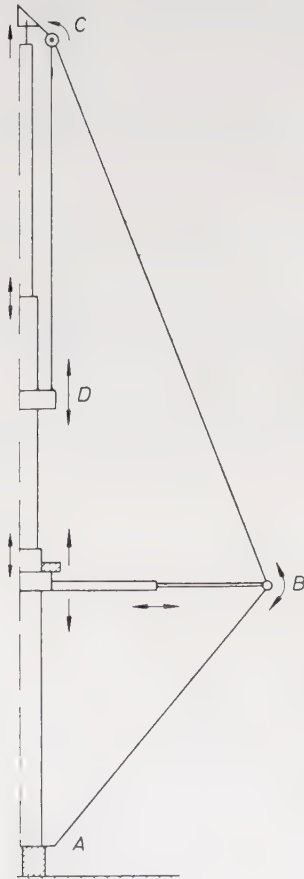


Fig. 13

3,13 Réalisation pratique de l'élément.

Pour l'étude expérimentale, il est nécessaire de réaliser un aérien de grandes dimensions dont les longueurs et les angles soient variables (fig. 13).

3,131 HAUTEUR VARIABLE.

Nous utiliserons un mât Mors télescopique, pneumatique dont la hauteur pourra varier de 3 à 12 m.

3,132 ANGLES VARIABLES.

La variation des angles est assurée par variation du diamètre de la couronne horizontale et par son déplacement vertical.

Les couronnes sont formées de douze rayons, chaque rayon est constitué de plusieurs tubes coulissants qui permettent une variation du diamètre telle que

$$2 < \Phi < 4m.$$

Le déplacement vertical des couronnes au moyen de colliers appropriés permet l'échantillonnage des angles θ_1 dans la gamme

$$15^\circ < \theta_1 < 86^\circ.$$

3,133 RÉALISATION DU BICONE.

Au point de vue électrique, les éléments précédemment décrits ne jouent aucun rôle, ils ne servent qu'à positionner l'armature extérieure. Pour que l'on puisse considérer l'armature extérieure comme une surface conique, il est nécessaire que la distance maximale entre deux brins rayonnants soit très inférieure à la longueur d'onde minimale utilisée.

La distance maximale $d_{\max}$ est celle existant entre l'extrémité de deux rayons consécutifs; pour $\Phi = 4m$, on a :

$$d_{\max} = 1m.$$

Comme $\lambda_{\min} = 12m$,

$$d_{\max} \ll \lambda_{\min} . \quad (4)$$

Les brins rayonnants sont 12 fils métalliques souples tels que ABCD (*fig. 13*). Ils sont fixés en A, ils passent en B et C sur des poulies mobiles et sont fixés à l'autre extrémité en D sur un collier de rappel qui assure la tension des fils. Ainsi l'armature extérieure suit sans réglages les variations de l'armature intérieure.

Le sol est constitué d'un réseau de 24 fils radiaux de 15 m de longueur.

3,14 Utilisation des résultats.

A l'aide du pont on déterminera directement l'impédance (ou l'admittance) à l'entrée de la ligne; on pourra en déduire directement le taux d'ondes stationnaires S à l'entrée de la ligne. Dans le cas des lignes sans pertes, ce sera également le taux d'ondes stationnaires sur la charge. On déterminera également l'impédance d'entrée de l'antenne à l'aide d'un abaque de SMITH (après mesure de la longueur de la ligne).

3,2

INFLUENCE DE L'ANGLE A LA BASE

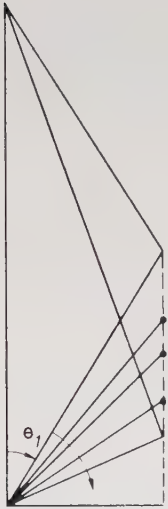


Fig. 14

3,21 Principe de la mesure.

Nous allons fixer la hauteur de l'antenne, la dimension transversale (c'est-à-dire le diamètre de la couronne). Les différentes positions de cette couronne définiront les angles θ_1 . On choisira la hauteur $h = 670$ cm. Le diamètre $\Phi = 4$ m, les angles θ_2 seront sensiblement constants, $17^\circ < \theta_2 < 23^\circ$ (fig. 14).

3,22 Influence de l'angle à la base sur le T.O.S. (fig. 15).

Nous décomposerons les résultats en trois parties : une partie PA dans la région des basses fréquences de la gamme, jusqu'à environ 10 MHz, une partie ABC pour le milieu de la gamme de fréquences et une partie CQ pour les fréquences les plus élevées.

3,221 BASSES FRÉQUENCES.

Les branches PA sont sensiblement confondues pour toutes les valeurs de θ_1 . La variation de l'angle de base joue donc très peu sur le T.O.S. du côté des basses fréquences.

3,222 MOYENNES FRÉQUENCES (ABC).

Le maximum secondaire B existe pour des angles inférieurs à 60° et va en décroissant lorsque θ_1 croît. Pour $\theta_1 > 60^\circ$, les courbes présentent un minimum qui se déplace vers les basses fréquences quand θ_1 croît.

On remarque que dans la gamme 10 à 20 MHz l'angle à la base optimal serait un angle θ_1 tel que

$$50^\circ < \theta_1 < 66^\circ.$$

3,223 FRÉQUENCES ÉLEVÉES.

De 20 à 30 MHz, on constate que les angles les plus grands sont les plus défavorables au point de vue de l'adaptation d'impédance. Pour atteindre une fréquence de 25 MHz avec un taux d'ondes inférieur à 2, il faudra un angle $\theta_1 < 50^\circ$.

En conclusion, un angle de 47° remplira assez bien les conditions de taux d'onde minimal sur la gamme étudiée.

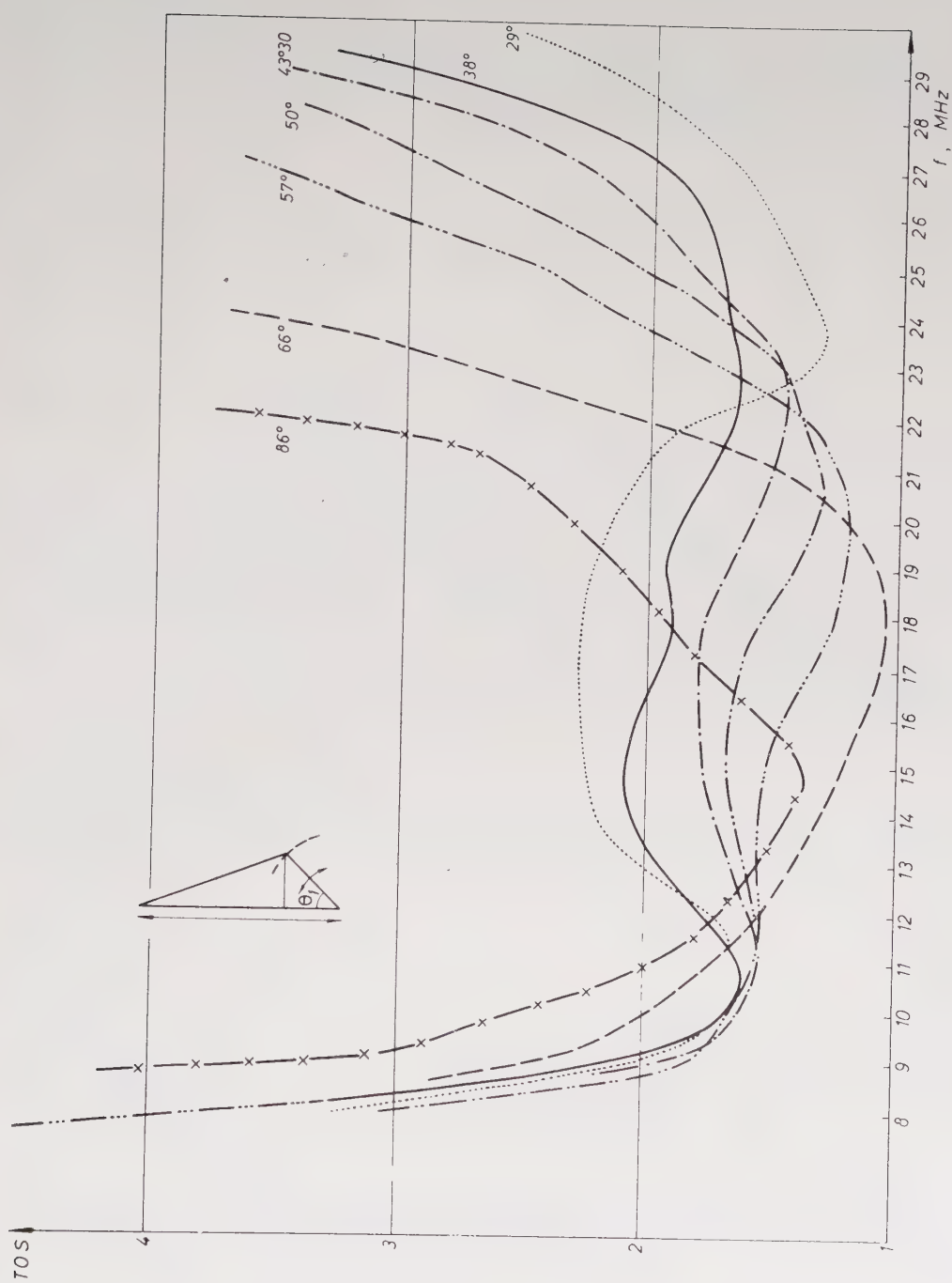


Fig. 15. — Influence de l'angle de base sur le T.O.S.

3,23 Influence de l'angle à la base sur la réactance et la résistance (fig. 16).

L'étude des courbes $R(f)$ et $X(f)$ permet de comparer les résultats avec ceux des théories faites sur des modèles voisins. Elle permet de déterminer les dimensions d'un modèle à toit sphérique sensiblement équivalent. D'autre part, elle donne une explication de l'allure des courbes de la figure 15.

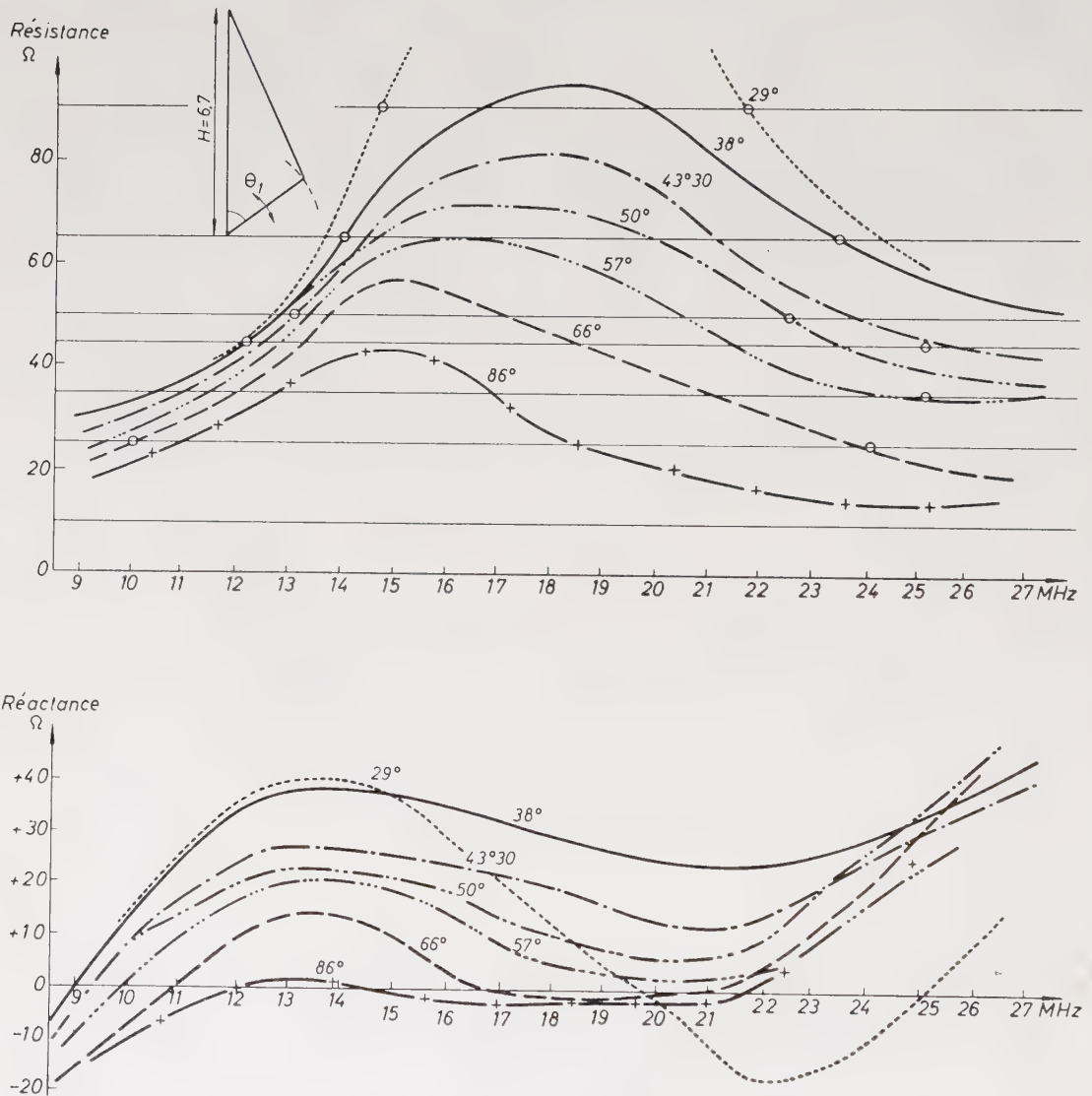


Fig. 16. — Influence de l'angle de base sur la résistance et la réactance d'un bicône
Résultats expérimentaux

3,231 Dans le chapitre précédent, nous avons défini l'impédance caractéristique d'un cône en fonction de l'angle à la base (*fig. 10*). Pour les angles réalisés, on a les valeurs suivantes de Z_c :

θ_1	29°	38°	48°	50°	57°	66°	86°
Z_c	90	65	50	45	35	25	10 ohms

Chaque courbe $R(f)$ correspondant à un angle θ_1 coupe l'impédance caractéristique correspondante en deux points : l'un du côté des basses fréquences entre 10 et 15 MHz, l'autre dans une gamme de fréquences de 22 à 24 MHz; ce deuxième point correspond sensiblement à $\frac{H}{\lambda} = \frac{1}{2}$.

3,232 FRÉQUENCES INFÉRIEURES A 10 MHz.

C'est la faible valeur de la réactance négative et la valeur de R faible devant Z_c qui font que le T.O.S. est élevé aux basses fréquences. Pour une même fréquence, deux valeurs de θ_1 font que la valeur de la réactance et l'écart de la résistance par rapport à l'impédance caractéristique se compensent et donnent sensiblement le même T.O.S. Ce qui explique que pour les basses fréquences le T.O.S. soit indépendant de l'angle θ_1 .

Nous retrouvons les résultats de DORNE (§ 2,242) :

- pour les fréquences basses, l'impédance est fortement capacitive;
- pour les fréquences élevées, l'impédance tend vers la valeur de l'impédance caractéristique.

3,233 MILIEU DE LA BANDE.

Dans la zone 12 à 21 MHz, on peut considérer la réactance comme sensiblement constante. C'est alors l'écart $R-50$ qui impose sa loi de variation au taux d'ondes avec un minimum pour $R = 50$ du côté des basses fréquences et du côté des fréquences élevées. Le maximum secondaire a lieu pour $R = R_{\max} > 50$ ohms : il est d'autant plus élevé que θ_1 est faible.

Pour $\theta_1 > 70^\circ$, la courbe $R(f)$ ne coupe plus la droite $R = 50$ ohms; la valeur $R = R_{\max}$ correspond alors à un minimum du taux d'onde. Pour une bande passante relativement étroite, 5 à 10 MHz, de tels angles donneraient les meilleurs résultats (en particulier $\theta_1 = 66^\circ$ pour une bande de 11 à 20 MHz).

3,234 FRÉQUENCES ÉLEVÉES.

Pour cette gamme, la réactance est fortement positive.

3,24 Comparaison avec la théorie des cônes à toit sphérique.

a) On a retrouvé expérimentalement la forte réactance négative aux basses fréquences.

b) Position de la première résonance.

On remarque que la fréquence de la première résonance est d'autant plus élevée que θ_1 est grand. Ce résultat est général et indépendant de la forme du toit. En particulier, SMITH a établi ce résultat dans les calculs théoriques des toits sphériques, résultat qui se retrouve sur les courbes expérimentales (voir PAPAS et KING [8]).

SMITH a montré que pour des antennes coniques à toit sphérique, la première résonance se produit pour une fréquence f telle que :

$$r/\lambda = 0,135.$$

A partir de nos résultats expérimentaux, on peut trouver un modèle à toit sphérique équivalent à notre modèle biconique.

Pour une gamme d'angles à la base de l'ordre de 30° à 60° , le meilleur accord est obtenu, si la longueur du cône de base du modèle équivalent est r_1 tel que

$$r_1 = \frac{H + r}{2,25},$$

où H est la hauteur totale de notre antenne, r la longueur du cône de base de notre antenne.

(On remarque que pour un toit sphérique $H = r$ et la formule deviendrait $\frac{H + r}{2} = r_1$.)

c) Valeurs de la résistance et de la réactance.

Si l'on compare les courbes $R(f)$ et $X(f)$ obtenues expérimentalement avec celles du cône à toit sphérique défini ci-dessus, on constate que les amplitudes de variation de R et X sont élevées dans notre cas; nous verrons au paragraphe 3,4 que l'effet d'isolateur est la cause de ces perturbations.

3 3

INFLUENCE DE LA HAUTEUR D'ANTENNE ET DE L'ANGLE AU SOMMET

3,31 Principe.

Dans cette série de mesures nous fixons l'angle θ_1 à 47° et le diamètre de la couronne > 4 m. Nous ferons varier la hauteur H entre 270 cm et 870 cm. Les résultats directement obtenus expérimentalement sont influencés par les deux variables θ_2 et H ; en appliquant le théorème d'homothétie, nous passons directement aux *figures 17* et *18*.

En appliquant l'homothétie des fréquences sur les résultats expérimentaux, nous aurons les résultats qui correspondent aux antennes représentées *figure 17*. H étant fixée, on étudie l'influence de l'angle θ_2 , on choisit θ_2 optimal. Puis (*fig. 18*), θ_1 et θ_2 étant fixés, on étudie l'influence de la hauteur d'antenne.

3,32 Désadaptation.

Dans le modèle expérimental, un seul paramètre α suffit à définir totalement la forme de l'antenne caractérisée par $\theta_1 = \text{Cte}$; α est l'angle du toit et du cône de base, il donne une bonne représentation de la rupture des lignes de champ au niveau du toit. Il doit donc être relié au coefficient de réflexion au niveau du toit. Dans nos mesures on a α tel que

$$60^\circ < \alpha < 110^\circ.$$

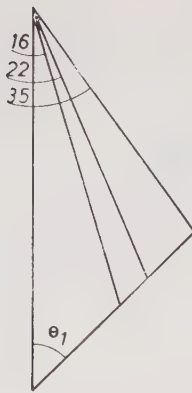


Fig. 17

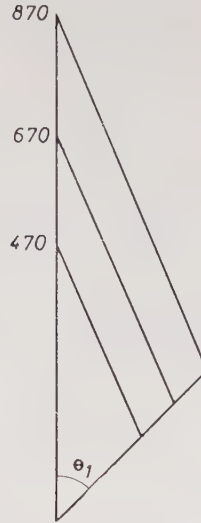


Fig. 18

Ces résultats sont représentés *figure 19*.

On constate que plus α est élevé, plus le T.O.S. est important. A la limite, pour $\alpha = 0$, on aurait un cône infini avec un T.O.S. égal à 1 quelle que soit la fréquence.

3,33 Influence de l'angle θ_2 .

Nous avons représenté *figure 20* la résistance et la réactance d'entrée de l'antenne en fonction de la variable $2\pi H/\lambda$. Les différentes courbes sont alors définies par le paramètre θ_2 . On peut donc en déduire l'influence de l'angle θ_2 sur le T.O.S. à hauteur constant θ_2 . On peut donc en déduire l'influence de l'angle θ_2 sur le T.O.S. à hauteur constante.

Sur la *figure 21*, le T.O.S. est représenté en fonction de $2\pi H/\lambda$ (et en fonction de la fréquence pour des hauteurs données H) pour différentes valeurs des paramètres θ_2 .

On constate sur la *figure 20* que la résistance d'entrée est sensiblement indépendante de l'angle θ_2 , c'est donc la variation de réactance qui impose sa loi.

Les courbes optimales pour le T.O.S. correspondent à

$$16^\circ < \theta_2 < 22^\circ.$$

Ce résultat se retrouve par la théorie des modes.

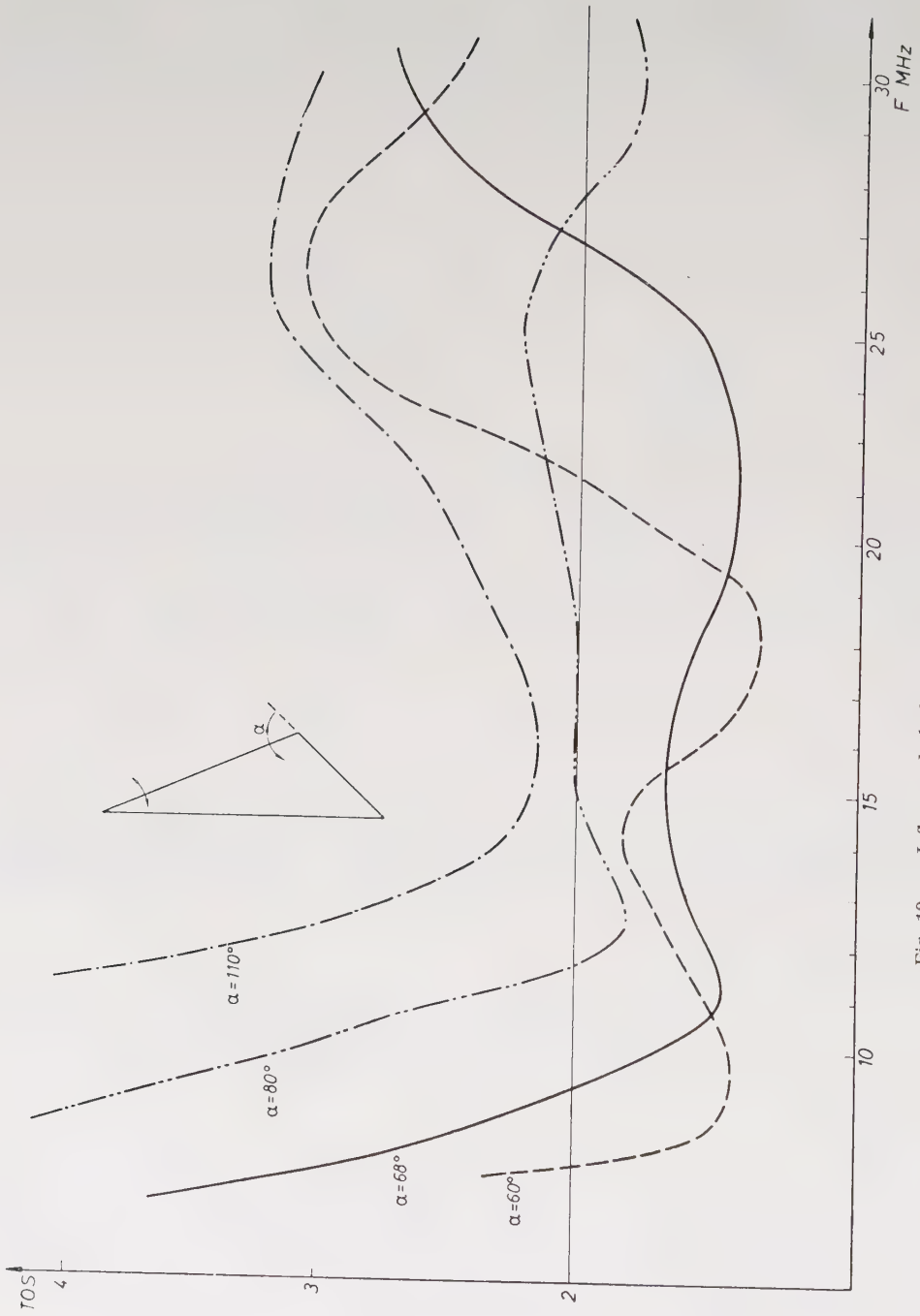


Fig. 19. — Influence de la hauteur sur le T.O.S. Désadaptation

Si l'angle θ_2 est faible, la discontinuité dans la zone A est faible, mais la distance OA_1 est courte devant la longueur d'onde : pour $OA_1 < \lambda$, le champ électrique E_r de l'onde transverse magnétique qui prend naissance n'est pas négligeable. Le coefficient de réflexion va en augmentant quand θ_2 diminue. Le T.O.S. est donc important pour les faibles angles au sommet.

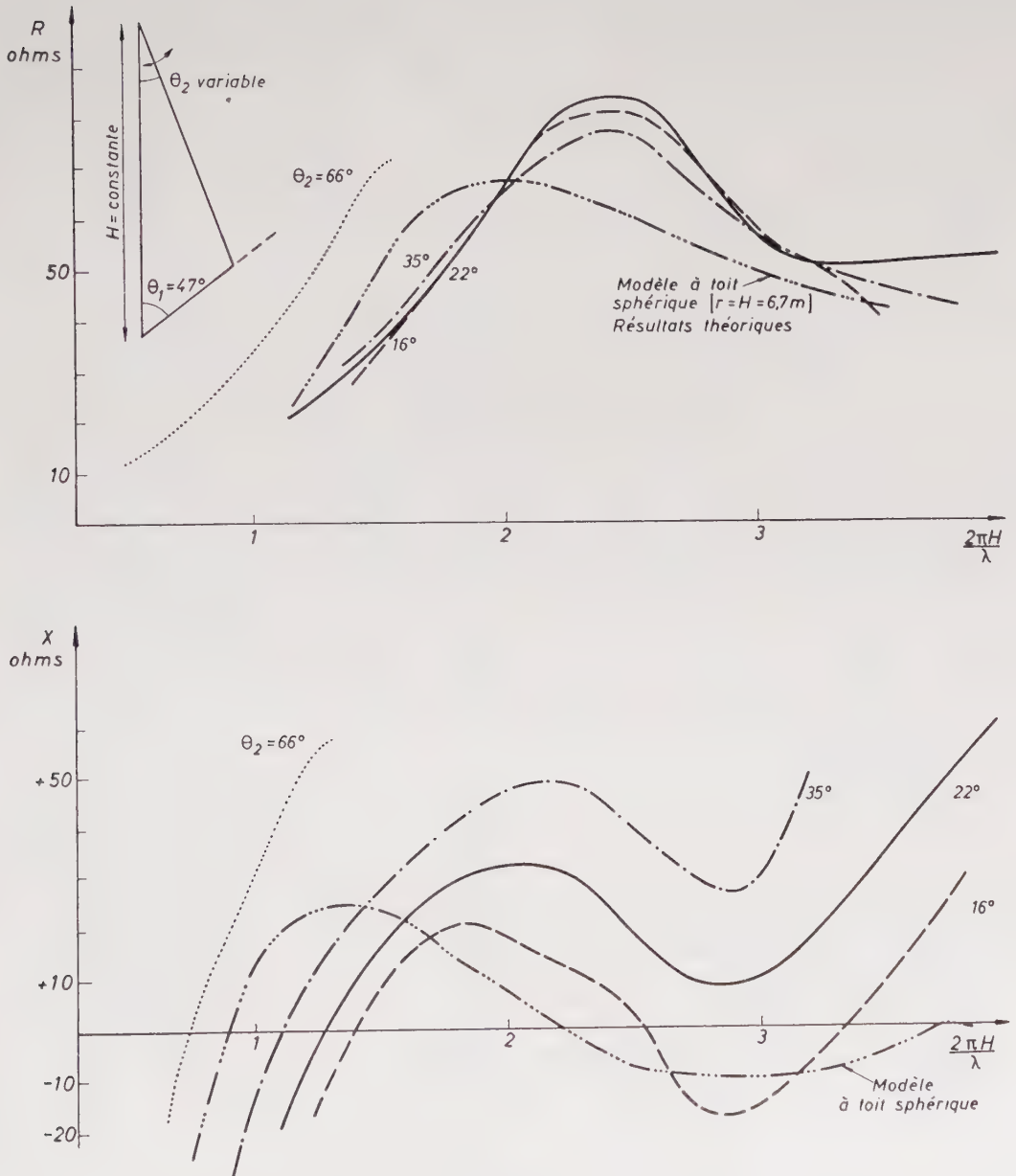


Fig. 20. — Influence de l'angle au sommet sur R et X

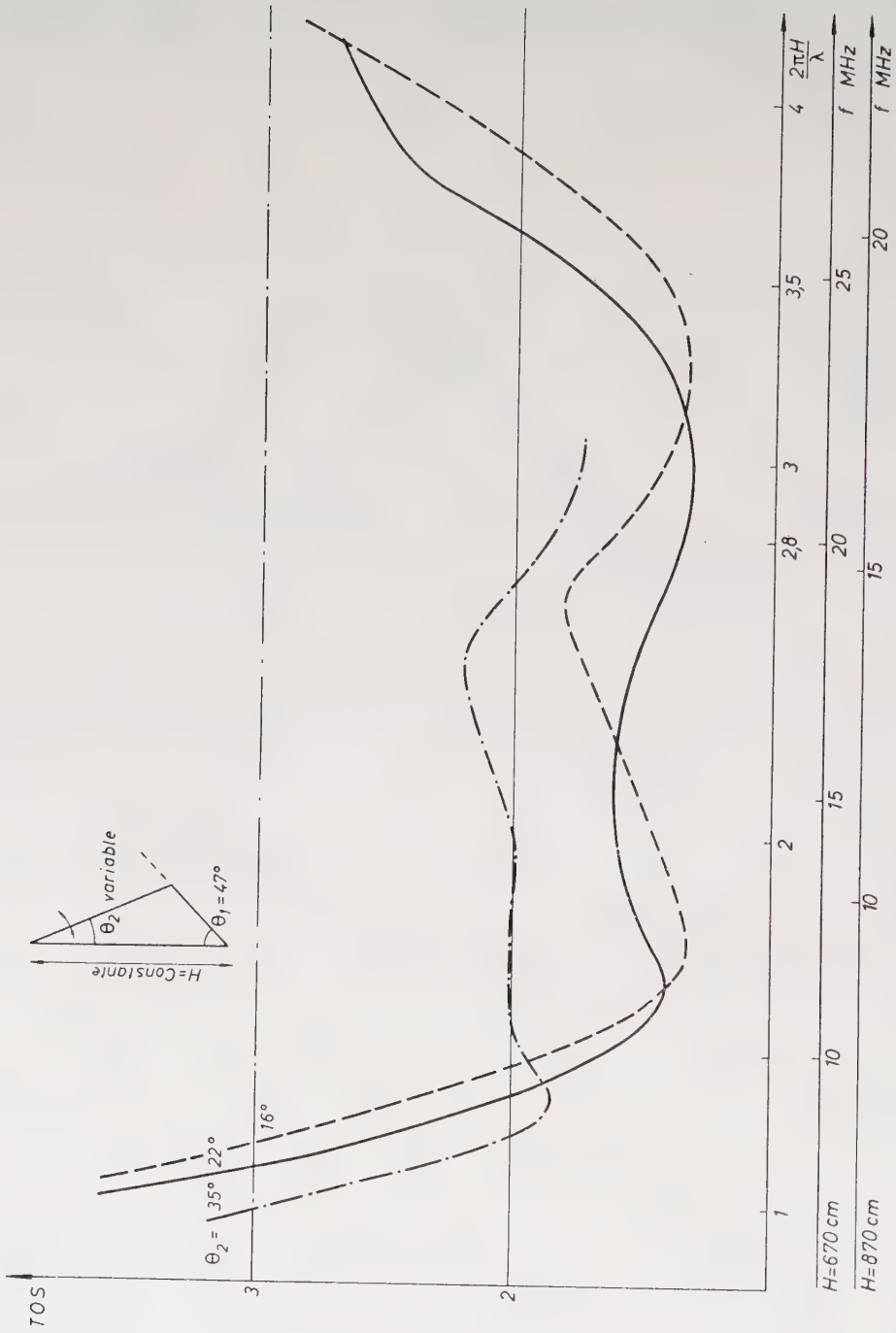


Fig. 21. — Influence de l'angle au sommet sur le T.O.S.

Pour un angle θ_2 élevé (exemple : $\theta_2 = 35^\circ$), le point A_2 s'éloigne du point O, mais cette fois la discontinuité étant très importante (angle α important) le coefficient de réflexion doit être également important.

Il faut donc chercher un compromis entre l'amplitude de la désadaptation et sa distance par rapport au point d'alimentation. La valeur $\theta_2 = 22^\circ$ semble assez bien convenir.

Plus l'angle θ_2 est petit, plus important sera le T.O.S. aux basses fréquences (fig. 21).

Pour les fréquences plus élevées, ce sera l'amplitude de la désadaptation au point A qui commandera la variation du T.O.S. A ces fréquences le T.O.S. croît avec l'angle θ_2 .

3,34 Influence de la hauteur.

L'angle au sommet ayant été choisi égal à 22° , on cherchera quelle est la hauteur d'antenne qui donne les meilleurs résultats dans la bande 8-25 MHz que nous nous sommes fixés avec $\theta_1 = 47^\circ$, $\theta_2 = 22^\circ$.

L'étude des deux échelles de la figure 21 conduit à prendre H entre 6,70 m et 8,70 m; nous choisirons 6,70 m qui favorise les fréquences plus élevées.

3,4 INFLUENCE DE L'ISOLATEUR

3,41 Influence sur l'impédance.

Avec l'antenne déterminée précédemment on refait une série de mesures avec différentes hauteurs d'isolateurs. Nous avons étudié l'influence d'isolateurs de 25, 18 et 13 cm de hauteur.

On comparera sur la figure 22 les résultats ainsi obtenus et les résultats théoriques propres à l'antenne conique à toit sphérique équivalente.

Pour une hauteur d'isolateur de 13 cm, on aurait une capacité de 30 pF, ce n'est donc pas seulement la variation de capacité due à l'isolateur qui jouera sur l'impédance apparente d'entrée de l'antenne quand on fait varier la hauteur d'isolateur. La perturbation des lignes de force dans toute la région basse de l'antenne (fig. 23) entraîne des variations importantes.

Quand on passe de l'isolateur de 13 cm à l'isolateur de 25 cm, on remarque que deux lignes de force correspondantes délimitent deux zones ABCD, ABC'D' nettement différentes. Pour chaque zone, on a une résistance élémentaire r et une capacité élémentaire c telle que

$$r = \rho \frac{AD}{(AB)^2}, \quad r' = \rho \frac{AD'}{AB'^2};$$

$$c = \varepsilon \frac{(AB)^2}{AD}, \quad c' = \varepsilon \frac{AB'^2}{AD'}.$$

On a :

$$r > r', \quad c > c'.$$

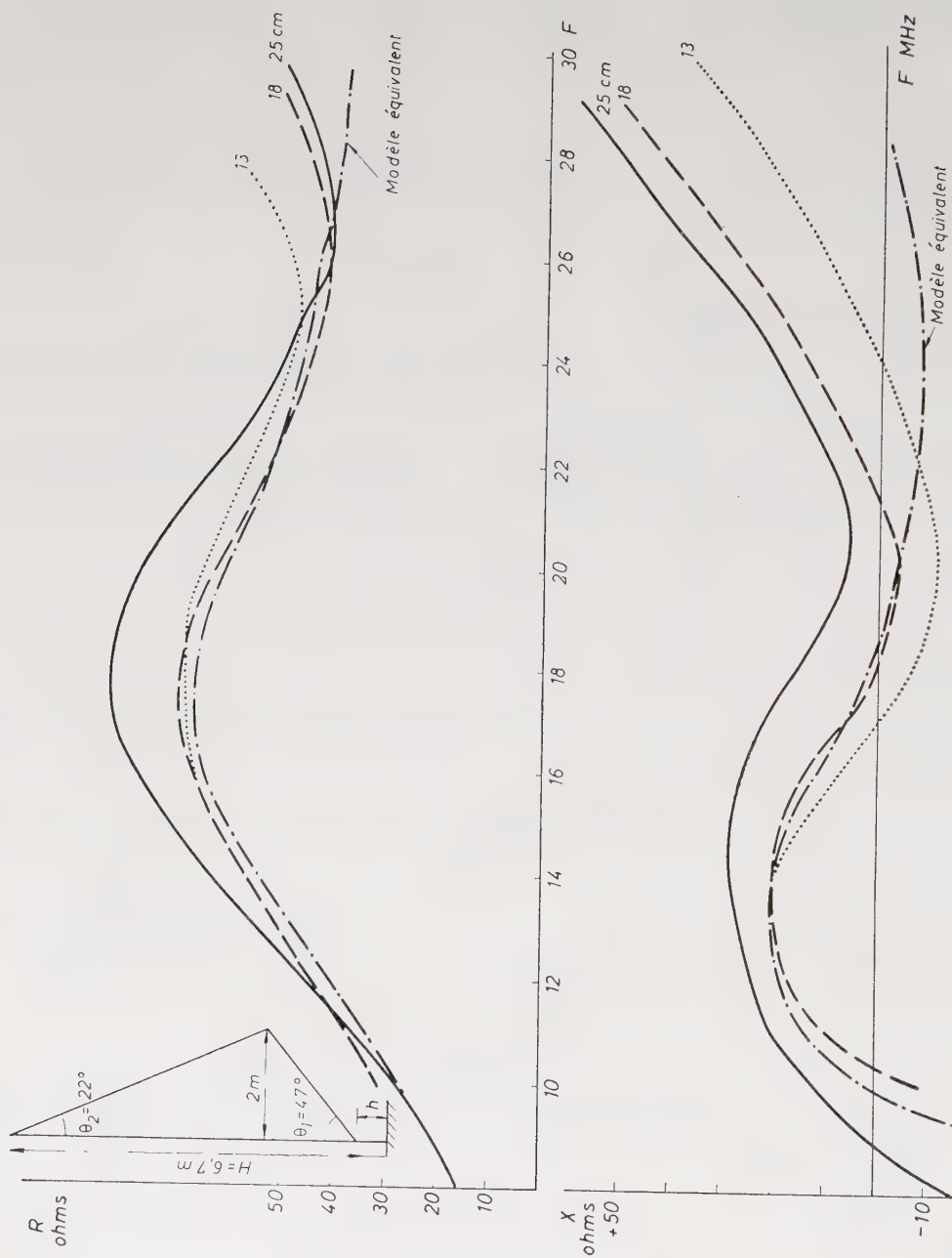


Fig. 22. — Influence de la hauteur d'isolateur sur R et X

On a ainsi une explication de l'allure des courbes de résistance et de réactance d'entrée, lorsque l'on change la hauteur d'isolateur.

Si l'on compare avec les courbes théoriques, les résistances sont sensiblement confondues, seules diffèrent les réactances aux fréquences assez élevées. Ce désaccord peut être dû à un effet de sol dont les qualités conductrices diminuent avec la fréquence. (En effet, la distance entre deux fils radiaux consécutifs n'est plus négligeable par rapport à la longueur d'onde.)

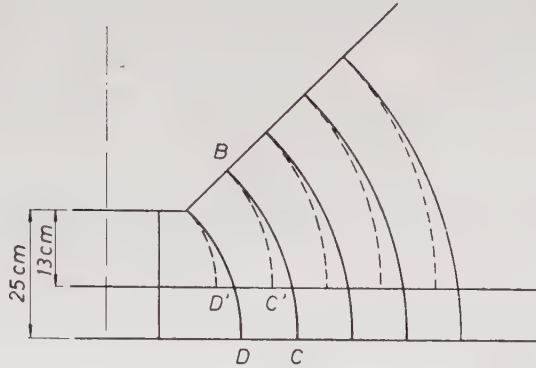


Fig. 23

3,42 Influence de la hauteur d'isolateur sur la dissipation d'énergie.

Pour une admittance d'entrée $Y = G + jB$ (ou impédance $Z = R + jX$), la puissance active d'alimentation de l'antenne s'écrit :

$$W_a = V^2 \left(G + \frac{1}{R_i} \right),$$

V étant une tension efficace, R_i la résistance de pertes d'isolateur.

L'isolateur dissipe :

$$W_i = \frac{V^2}{R} = C\omega \operatorname{tg} \delta V^2.$$

L'antenne reçoit :

$$W_{\text{ant}} = V^2 G = \frac{R}{R^2 + X^2} V^2.$$

Pour une fréquence telle que $X = 0$:

$$W_{\text{ant}} = \frac{V^2}{R}, \quad R \text{ a une valeur moyenne de } 50 \text{ ohms};$$

$$\frac{W_i}{W_{\text{ant}}} = \frac{R}{R_i}.$$

Si la hauteur d'isolateur diminue, la capacité augmente, la résistance de pertes diminue; d'autre part, pour une faible hauteur, les impuretés et l'humidité risquent d'augmenter considérablement R et les pertes dans l'isolateur.

Pour cette raison, nous nous fixerons une hauteur de 25 cm.

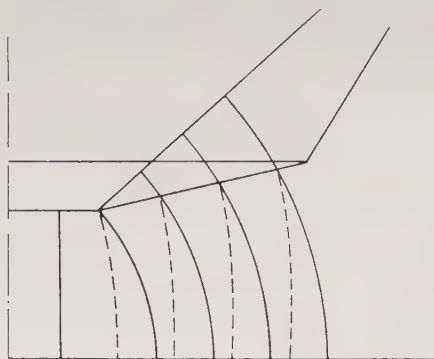


Fig. 24

3,43 Deuxième couronne.

Les conditions d'isolement nous imposant cette hauteur d'isolateur minimale, on compensera la rupture des lignes de forces en ajoutant une deuxième couronne (fig. 24); on a ainsi une diminution des zones ABCD précédentes avec diminution de la résistance et augmentation de la capacité sans modification de la hauteur d'isolateur.

CONCLUSION

L'étude montre donc que l'on peut réaliser une antenne telle que son branchement sur une ligne coaxiale d'impédance caractéristique 50 ohms n'entraîne pas un T.O.S. supérieur à 2, dans une gamme de fréquences de 8 à 25 MHz.

Le choix de la ligne coaxiale est déterminant pour l'angle à la base de l'antenne que l'on doit choisir entre 45° et 50° .

L'angle α de désadaptation doit être le plus faible possible et la première rupture qui lui correspond doit être la plus éloignée possible du point d'alimentation. Cette notion découle directement de la théorie des modes et se retrouve très bien par l'expérience.

La variation de l'angle au sommet n'influe pas sur la résistance d'entrée de l'antenne, elle modifie simplement la réactance. L'angle θ_2 donnant la réactance moyenne minimale donnera donc le taux d'onde minimal. Les résultats expérimentaux que nous avons obtenu ($\theta_2 = 22^\circ$) coïncident très bien avec les résultats de MEINKE [10].

L'influence des hauteurs d'isolateur était également prévisible d'après la théorie des modes, qui montre l'importance des ruptures des lignes de force au voisinage du point d'alimentation.

En résumé, on voit que seuls les angles θ_1 et θ_2 définissent la largeur de bande. La variation de hauteur h sert uniquement à adapter la bande passante obtenue à la bande désirée (de 8 à 25 MHz).

CHAPITRE IV

PROJET DE RÉSEAU

4,1

INTRODUCTION

Dans la première partie, les problèmes de rotation du lobe nous ont conduit à choisir un système d'aériens du type réseau, c'est-à-dire un groupement des différents éléments étudiés dans les précédents chapitres. Les notions de directivité et de rayonnement en oblique gouverneront l'étude et le projet du réseau. Outre les difficultés de réalisation des alimentations non uniformes (théorie de DOLPH), cette solution ne s'impose pas dans notre problème particulier, car grâce à un réseau linéaire uniforme nous obtenons un niveau de lobes secondaires inférieur de 13 dB à celui du lobe principal (ceci pour les lobes latéraux). Pour éliminer le lobe principal arrière un rideau réflecteur sera étudié dans le prochain chapitre.

On utilisera les paramètres suivants :

α_0 : largeur maximale du lobe principal à 3 dB;

$\lambda_{\min}$: longueur d'onde minimale utilisée;

$\lambda_{\max}$: longueur d'onde maximale utilisée;

β : angle maximal dont on désire faire tourner le lobe dans le plan horizontal.

4,2 RAPPEL THÉORIQUE SUR LES RÉSEAUX LINÉAIRES, UNIFORMES

4,21 Généralités.

L'étude classique des réseaux d'antennes donne l'expression générale du champ $\vec{E}(u)$ dans une direction u dont la projection fait l'angle φ avec la normale ON au réseau PQ (fig. 25) :

$$\left| \vec{E}(u) = \vec{E}_0(u) \exp j(n-1) \frac{2\pi d \sin \varphi}{\lambda} \frac{\sin \frac{n}{2} \left(\frac{2\pi d \sin \varphi}{\lambda} \right)}{\sin \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi d \sin \varphi}{\lambda} \right)} \right| \quad (1)$$

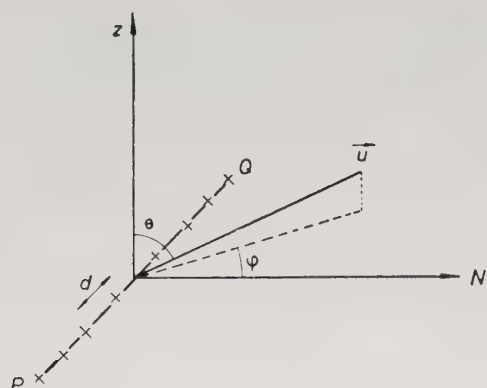


Fig. 25

$\vec{E}_0(\vec{u})$: champ électrique rayonné par un élément dans la direction $\vec{u}$,

n : nombre d'éléments du réseau,

d : pas du réseau ou distance entre deux éléments consécutifs,

ψ : déphasage électrique entre deux éléments consécutifs.

Le champ $\vec{E}_0(\vec{u})$ de l'élément rayonnant peut s'écrire :

$$\vec{E}_0(\vec{u}) = \frac{A}{r} \vec{F}(\vec{u}) \quad (2)$$

En général, la phase du champ ne présentant pas un grand intérêt, on conserve simplement l'amplitude $E(\vec{u})$:

$$E(\vec{u}) = E_0(\vec{u}) \frac{\sin \frac{n}{2} \Phi}{\sin \frac{\Phi}{2}} \quad (3)$$

avec :

$$\Phi = \frac{2\pi d \sin \varphi}{\lambda} - \psi \quad (4)$$

D'après (2) et (3) :

$$E(\vec{u}) = \frac{A}{r} F(\vec{u}) \frac{\sin \frac{n}{2} \Phi}{\sin \frac{\Phi}{2}},$$

$$\frac{\sin \frac{n}{2} \Phi}{\sin \frac{\Phi}{2}} = F(\Phi),$$

$$E(\vec{u}) = \frac{A}{r} F(\vec{u}) F(\Phi) \quad (5)$$

$F(\vec{u})$. $F(\Phi)$ est donc une fonction caractéristique du réseau, $F(\vec{u})$ caractérisant les propriétés directives de l'élément, $F(\Phi)$ ne dépendant que du groupement des éléments.

Pour un élément omnidirectionnel et dans le plan horizontal $\frac{F(\vec{u})}{F(\vec{u})_{\max}} = 1$.

C'est en particulier le cas du bicône qui est de révolution autour d'un axe vertical. La géométrie du réseau définit donc la directivité dans le plan horizontal.

Dans le plan vertical, $\frac{F(\Phi)}{F(\Phi)_{\max}} = 1$; c'est alors le diagramme de l'élément qui définit le diagramme vertical.

4,22 Étude de la caractéristique réduite du réseau linéaire uniforme.

4,221 $f_n(\Phi)$ est définie par la relation :

$$\left| f_n(\Phi) = \frac{F_n(\Phi)}{F_n(0)} = \frac{\sin \frac{n}{2} \Phi}{n \sin \frac{\Phi}{2}} \right|. \quad (6)$$

Cette fonction est périodique de période 2π et maximale et égale à 1 pour $\Phi = 2k\pi$. Des courbes universelles de $f_n(\Phi)$ sont données pour chaque valeur de n . Nous avons représenté en particulier f_{16} sur la figure 26 correspondant à 16 éléments.

4,222 DIRECTIVITÉ ou largeur de lobe dans le plan horizontal.

On définit la directivité du réseau par la largeur du lobe principal à 3 dB en dessous du niveau maximal; c'est la valeur $2\Phi_0$ donnée par l'équation

$$\sin n \frac{\Phi_0}{2} = \frac{\sqrt{2}}{2} n \sin \frac{\Phi_0}{2} \quad |. \quad (7)$$

On peut admettre que $\sin \frac{\Phi}{2} \simeq \frac{\Phi}{2}$ avec une erreur inférieure à 1 % jusque vers 28° .

On pose alors : $x = \frac{n\Phi}{2}$; l'étude de la caractéristique réduite se ramène alors à l'étude de $y = \frac{\sin x}{x}$; on détermine ainsi Φ_0 tel que

$$\frac{\sin x_0}{x_0} = 0,707 \quad \text{soit} \quad x_0 = 1,4$$

$$\left| \Phi_0 = \frac{2,78}{n} \text{ radians} \right|; \quad (8)$$

$$\left| \Phi_0 = \frac{159,5}{n} \text{ degrés} \right|. \quad (9)$$

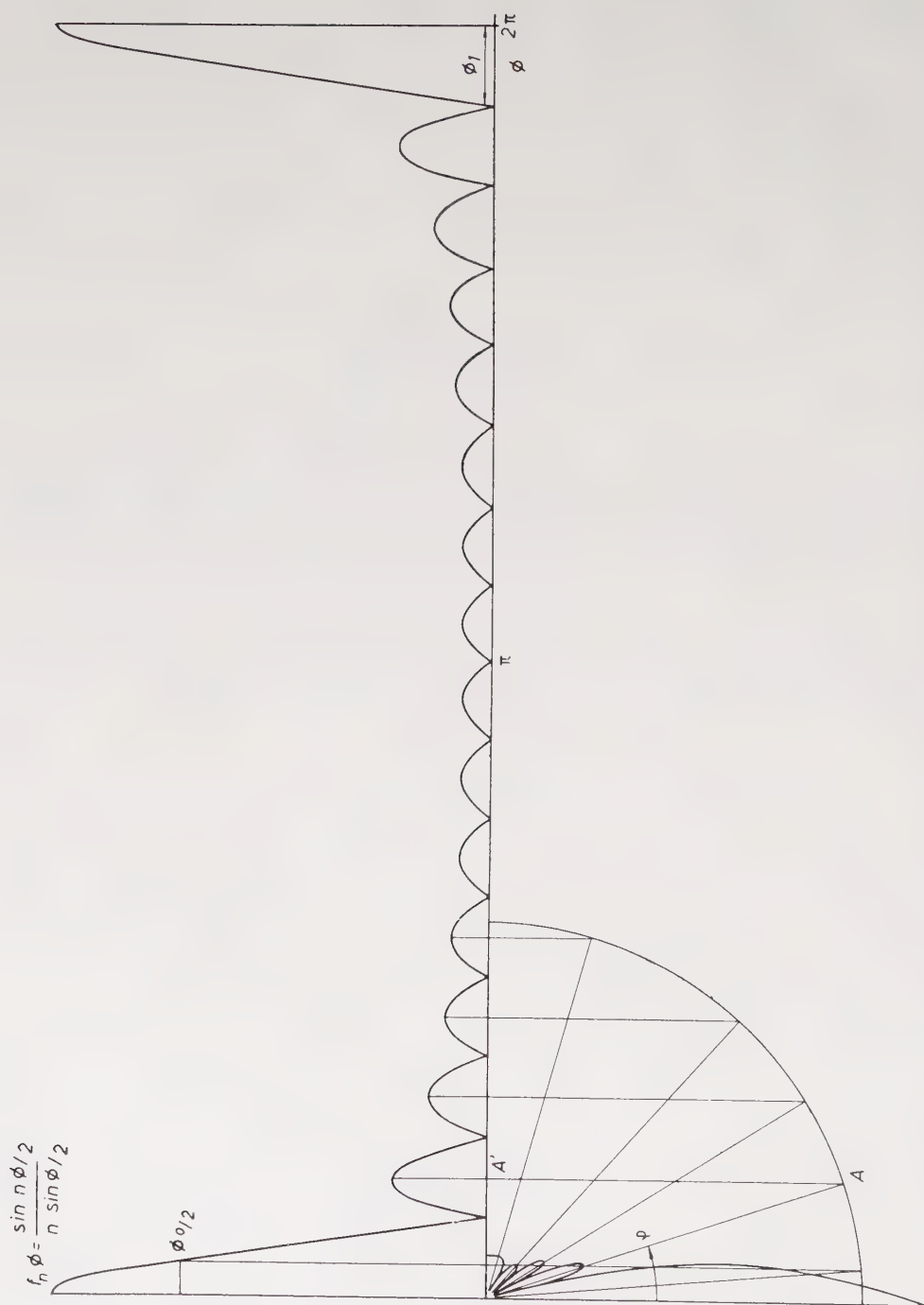


Fig. 26. — Caractéristique réduite pour $n = 16$
Construction du diagramme de rayonnement en transversal

4,3 DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES D'UN RÉSEAU A RAYONNEMENT TRANSVERSAL

Pour que le réseau rayonne selon sa normale, il faut que ses éléments soient alimentés en phase.

En (4), on fait :

$$\varphi = 0$$

d'où :

$$\Phi = \frac{2 \pi d \sin \varphi}{\lambda} \quad (10)$$

Remarque. — En 4,5, on étudiera le cas où θ est différent de zéro.

4,31 Longueur utile du réseau.

Soit α la largeur du lobe à 3 dB; $\alpha = 2 \Phi_0$.

On a :

$$\frac{2 \pi d}{\lambda} \sin \varphi = \frac{159,5}{n} \text{ degrés.}$$

Pour φ_0 faible, $\sin \varphi_0 \simeq \varphi_0$:

$$\alpha = 51^\circ \frac{\lambda}{nd} \quad (11)$$

Soit l la longueur entre les éléments extrêmes ou longueur utile du réseau :

$$l = (n - 1) d \quad (12)$$

On peut éliminer d entre (11) et (12) :

$$l = 51^\circ \frac{\lambda}{\alpha} \left(1 - \frac{1}{n}\right) \quad (13)$$

4,32 Pas du réseau.

4,321 VALEUR MAXIMALE DE d/λ .

Posons $D = 2\pi d/\lambda$.

Pour $D = 2\pi$, il apparaît un deuxième maximum principal dans l'axe du réseau, une partie de l'énergie serait émise dans cette direction et des échos parasites importants apparaîtraient à la réception. Pour $D > 2\pi$, le maximum principal apparaît pour φ tel que

$$\frac{2 \pi d}{\lambda} \sin \varphi = 2 \pi.$$

Il faut donc que D soit inférieur à 2π ou

$$\left| \frac{d}{\lambda} < 1 \right|. \quad (14)$$

Cette condition n'est pas suffisante, car pour D légèrement inférieur à 2π , le résidu d'énergie dans l'axe du réseau est encore important. On conviendra de ne pas admettre de niveau parasite supérieur au premier lobe secondaire.

Il faudra donc :

$$D \leq 2\pi - \Phi_1; \quad (15)$$

comme $\Phi_1 = 2\Phi_0' \simeq 2\Phi_0'$,

$$D \leq 2\pi - 2\Phi_0. \quad (16)$$

$\frac{d}{\lambda} \leq 1 - \frac{\Phi_0}{\pi}$; d'après (9) : $\Phi_0 = 2,78/n$,

$$\left| \frac{d}{\lambda} \leq 1 - \frac{0,88}{n} \right|. \quad (17)$$

Le pas étant fixé, le cas le plus défavorable se produit pour $\lambda = \lambda_{\min}$. $\frac{d}{\lambda}$ est alors maximal.

4.33 Résultats.

α , largeur du lobe à 3 dB, doit être inférieure à une valeur α_0 donnée dans le cas le plus défavorable.

$\alpha < \alpha_0$; on peut donc écrire (14) sous la forme

$$l > 51^\circ \frac{\lambda}{\alpha_0} \left(1 - \frac{1}{n} \right);$$

le cas le plus défavorable correspond au cas où le deuxième terme est maximal, c'est-à-dire quand λ est maximal.

Si le réseau fonctionnait uniquement dans un mode transversal, on aurait à résoudre les trois équations ou inéquations :

$$\left| \begin{aligned} \frac{d}{\lambda_{\min}} &\leq 1 - \frac{0,88}{n}, \\ l &\geq \frac{51^\circ}{\alpha_0} \lambda_{\max} \left(1 - \frac{1}{n} \right), \\ l &= (n-1)d. \end{aligned} \right| \quad (18)$$

α_0 , $\lambda_{\min}$, $\lambda_{\max}$ étant données, la solution la plus économique comporte le nombre minimal d'éléments.

4,4 CAS DU RÉSEAU A RAYONNEMENT OBLIQUE (fig. 27)

Si l'on désire que le réseau puisse émettre son énergie maximale dans la direction β , on obtiendra le diagramme par une construction analogue à celle faite pour le rayonnement transversal; au lieu de prendre le point O comme centre du cercle, on prendra un point O' sur l'axe des Φ tel que

$$OO' = \Phi = \psi = -\frac{2\pi d}{\lambda} \sin \beta.$$

On a dans l'équation générale :

$$\Phi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \varphi + \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \beta = \frac{2\pi d}{\lambda} (\sin \varphi + \sin \beta) \quad (19)$$

La direction $\varphi = -\beta$ correspond à la direction du maximum principal.

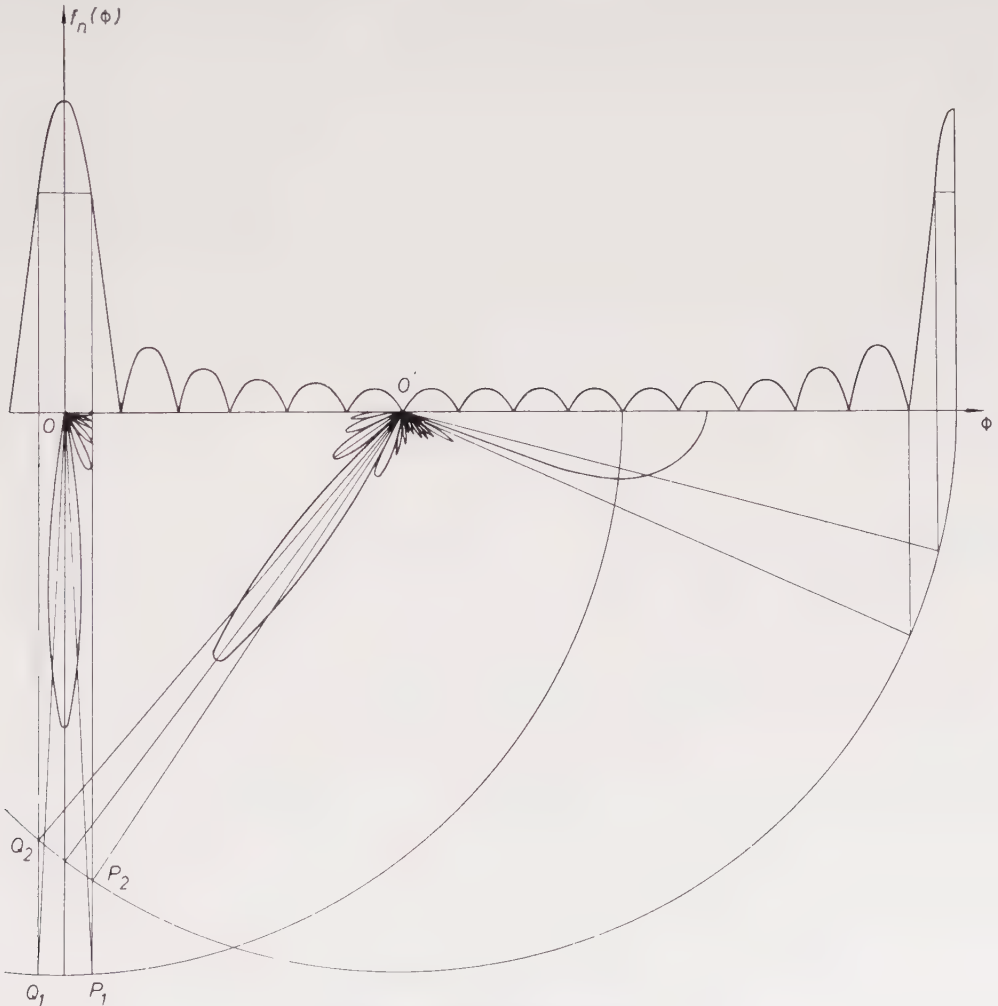


Fig. 27. Rayonnement oblique

4,41 Longueur du réseau.

Nous devons tout d'abord déterminer la largeur du lobe à 3 dB. Pour plus de clarté, nous raisonnerons sur la construction de la *figure 27*.

Nous allons comparer les largeurs de lobe principal à 3 dB dans le cas du rayonnement transversal, puis dans le cas du rayonnement oblique. Pour un même pas de réseau et une même fréquence, le rayon D du cercle sera le même dans les deux cas; les arcs de cercles représentent les angles.

Dans le cas du rayonnement transversal, la largeur à 3 dB est représentée par l'arc P_1Q_1 , pour un rayonnement oblique la largeur est représentée par P_2Q_2 ; quand les rayons D sont assez grands, $\frac{d}{\lambda}$ élevé (fréquences élevées), et les valeurs Φ faibles, on peut assimiler les arcs aux cordes qui les soutiennent. Pour le rayonnement transversal, on a :

$$P_1Q_1 = \alpha_{\tau}.$$

Pour le rayonnement oblique :

$$P_2Q_2 = \alpha_{ob}.$$

Ces deux cordes faisant entre elles l'angle β , on a :

$$P_1Q_1 = P_2Q_2 \cos \beta;$$

$$\alpha_{ob} = \alpha_{\tau} \cos \beta \quad |. \quad (20)$$

Reportant cette valeur dans la relation (14), on trouve :

$$l = 51^{\circ} \frac{\lambda}{\alpha \cos \beta} \left(1 - \frac{1}{n} \right) \quad |. \quad (21)$$

4,42 Pas du réseau.

Pour qu'il n'apparaisse pas de spectre du second ordre, il faut :

$$|\Phi| < 2\pi - 2\Phi_0,$$

$$\left| \frac{2\pi d \sin \varphi}{\lambda} + \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \beta \right| < 2\pi - 2\Phi_0.$$

Ce spectre secondaire apparaît pour des $\varphi > 0$ soit $2\pi d \sin \varphi / \lambda > 0$;

$$\frac{2\pi d \sin \varphi}{\lambda} + \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \beta < 2\pi - 2\Phi_0,$$

$$\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{1 + \sin \beta} \left(1 - \frac{0,88}{n} \right).$$

4,43 Résultats.

Dans le cas du réseau à rayonnement oblique, on doit résoudre le système :

$$\left[\begin{array}{l} \frac{d}{\lambda_{\min}} \leq 1 + \sin \beta_{\max} \left(1 - \frac{0,88}{n} \right) \\ l > 51^{\circ} \frac{\lambda_{\max}}{\alpha_{\text{ob}} \cos \beta_{\max}} \left(1 - \frac{1}{n} \right) \\ l = (n - 1) d \end{array} \right] \quad (22)$$

On ramène ce système aux deux inéquations suivantes :

$$\left[\begin{array}{l} l > a \frac{n - 1}{n} \\ l < b (n - 1) \left(1 - \frac{0,88}{n} \right) \end{array} \right] \quad (23)$$

avec

$$a = 51^{\circ} \frac{\lambda_M}{\alpha_0 \cos \beta_M} \quad , \quad (24)$$

$$b = \frac{\lambda_m}{1 + \sin \beta_M} \quad . \quad (25)$$

Pour a et b calculés à partir des données du problème, on résoudra graphiquement le système (23).

4,5 APPLICATION A NOTRE PROBLÈME

4,51 La gamme d'utilisation a été choisie au chapitre I de 8 à 25 MHz. Ce qui donne :

$$\lambda_M = 37,5 \text{ m}, \quad \lambda_m = 12 \text{ m}.$$

On se donne également $\alpha_0 = 18^{\circ}$ pour $\beta_M = 30^{\circ}$ et $f = 8 \text{ MHz}$. On a alors :

$$\begin{array}{l} a = 123 \text{ m}, \\ b = 8 \text{ m}. \end{array} \quad (26)$$

On a représenté sur la *figure 28* les courbes $l = a$, $l = a \left(1 - \frac{1}{n}\right)$, $l = b(n-1)$, $l = b(n-1) \left(1 - \frac{0,88}{n}\right)$. La zone hachurée est la zone qui correspond aux inéquations. On prendra le nombre n entier minimal pour solution. On trouve $n = 17$; des considérations de couplage d'antennes nous conduiront à sacrifier les fréquences maximales en rayonnement oblique et à prendre $n = 16$:

$$\boxed{n = 16, \quad d = 8 \text{ m}, \quad l = 120 \text{ m}} \quad (27)$$

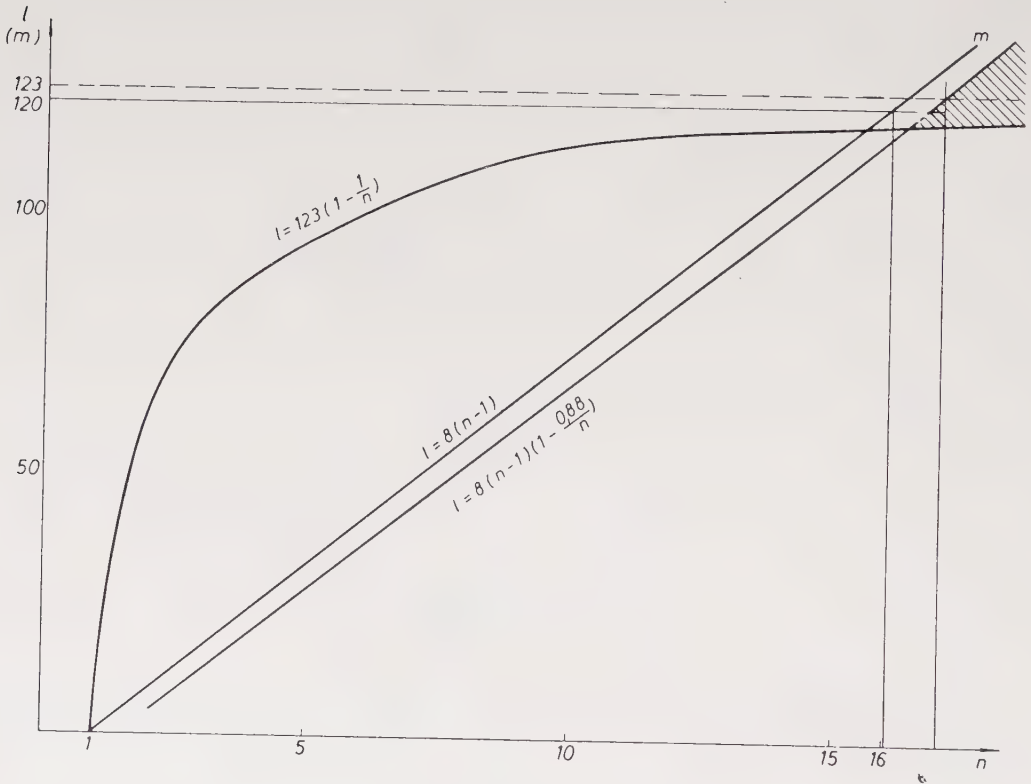


Fig. 28

4,52 Résultats théoriques.

On a représenté sur la *figure 29*, la largeur de lobe à 3 dB en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de l'angle β de rotation du lobe, pour $d = 8$ m et $d = 9$ m avec $n = 16$.

4,521 DIRECTIVITÉ.

La directivité est maximale aux fréquences élevées, pour un rayonnement transversal et une largeur utile de réseau maximale (d maximale).

Dans la gamme de fréquences 8-25 MHz, on a :

— pour $d = 8$ m :

$$\beta = 0^\circ, \quad 4^\circ 5' < \alpha < 15^\circ,$$

$$\beta = 30^\circ, \quad 5^\circ 8' < \alpha < 18^\circ;$$

— pour $d = 9$ m :

$$\beta = 0^\circ, \quad 4^\circ 2' < \alpha < 13^\circ,$$

$$\beta = 30^\circ, \quad 5^\circ 1' < \alpha < 16^\circ. \quad (\text{fig. 29})$$

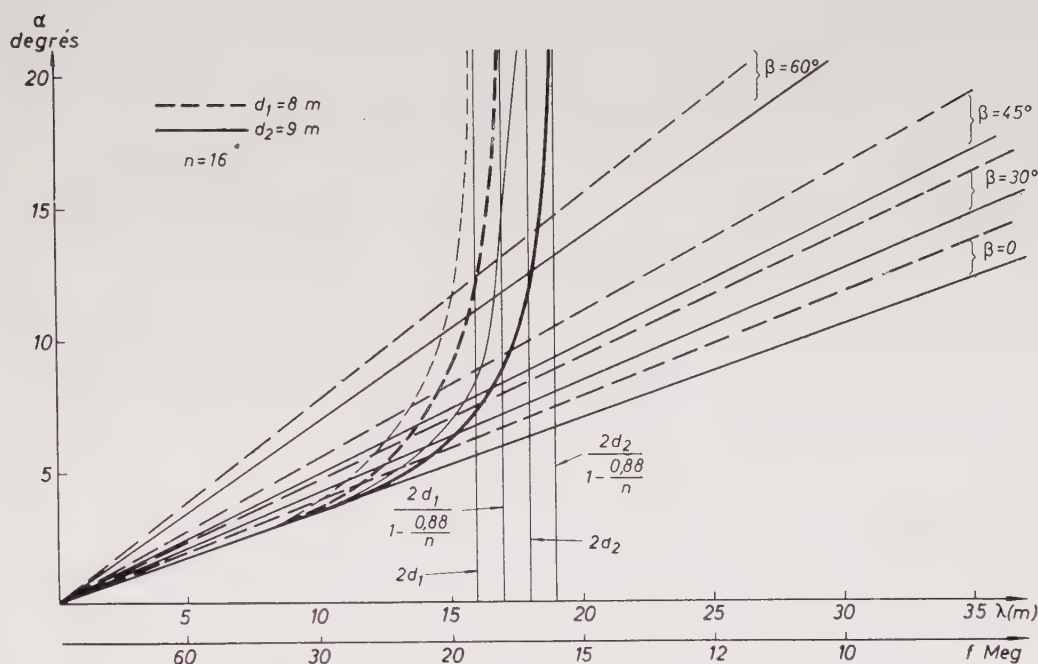


Fig. 29

4.522 ÉCHOS PARASITES.

On a représenté sur la même figure les courbes limitant la zone d'apparition des spectres d'ordre supérieur.

Les échos parasites apparaîtront à des fréquences d'autant plus basses que l'angle de rayonnement oblique sera important, et pour un β donné, à des fréquences d'autant plus basses que la longueur utile sera importante. On doit donc faire un compromis sur le choix de la longueur utile en favorisant soit la directivité soit l'angle maximal de rayonnement.

Dans notre cas, le fonctionnement aux fréquences élevées n'étant pas strictement impératif quand on fonctionne en rayonnement oblique, on favorisera la directivité en utilisant une longueur utile importante, $l = 15 \times 9 = 135$ m.

$$d = 9 \text{ m}, \quad \beta = 0^\circ, \quad f_M = 31 \text{ MHz},$$

$$\beta = 30^\circ, \quad f_M = 21,2 \text{ MHz};$$

$$d = 8 \text{ m}, \quad \beta = 0^\circ, \quad f_M = 32 \text{ MHz},$$

$$\beta = 30^\circ, \quad f_M = 25 \text{ MHz}.$$

4,6

GAIN DU RÉSEAU

4,61 Rappel théorique.

Puissance rayonnée :

Si E est l'amplitude du champ électrique rayonné, la puissance rayonnée aura pour expression :

$$W_r = \frac{1}{240 \pi} \iint_{(s)} E^2 dS. \quad (28)$$

Dans la direction $\vec{u}$, un cône élémentaire d'angle solide $d\Omega$ contient une puissance :

$$dW_r = \omega(\vec{u}) d\Omega = \frac{E^2 r^2}{240 \pi} d\Omega \quad \text{avec} \quad d\Omega = dS/r^2.$$

Si l'on considère que le rendement de l'antenne est égal à 1, la puissance rayonnée est égale à la puissance d'alimentation :

$$W_r = W_a.$$

Si l'antenne était isotrope, la densité moyenne serait

$$\omega_m = \frac{W_r}{4 \pi}.$$

On appelle gain absolu dans une direction $\vec{u}$ le rapport $\frac{\omega(\vec{u})}{\omega_m}$:

$$G(\vec{u}) = \frac{\omega(\vec{u})}{\omega_m} = \frac{E^2 r^2}{60 W_a}. \quad (29)$$

On peut écrire :

$$G(u) = \frac{\omega(\vec{u})}{\omega_m} = \frac{4\pi E^2 r^2}{\iint_{(s)} E^2 r^2 d\Omega}.$$

Dans le cas particulier du réseau, on recherche le gain absolu dans la direction du maximum principal (aussi bien en rayonnement transversal qu'oblique).

On aurait :

$$G(\vec{u}) = 4\pi \frac{F^2(\Phi)}{\iint_{(s)} F^2(\Phi) \cos \varphi d\theta d\varphi}.$$

Ce calcul a été développé par ROUBINE [13] et l'expression générale du gain est la suivante :

$$G = \frac{n^2}{n + 2 \sum_{r=2}^{n-1} (n-2) \frac{\sin r \frac{2\pi d}{\lambda}}{r \frac{2\pi d}{\lambda}} \cos \left(r \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \beta \right)} \quad (30)$$

n : nombre d'éléments du réseau;

d : pas du réseau;

λ : longueur d'onde utilisée;

β : déphasage imposé.

4,62 Résultats (fig. 30).

CAS DU RAYONNEMENT TRANSVERSAL.

On a calculé le gain en décibels en trois points de la gamme de fréquences. On trouve :

f (MHz)	8	16	25
G (dB)	9,14	12,2	13,65

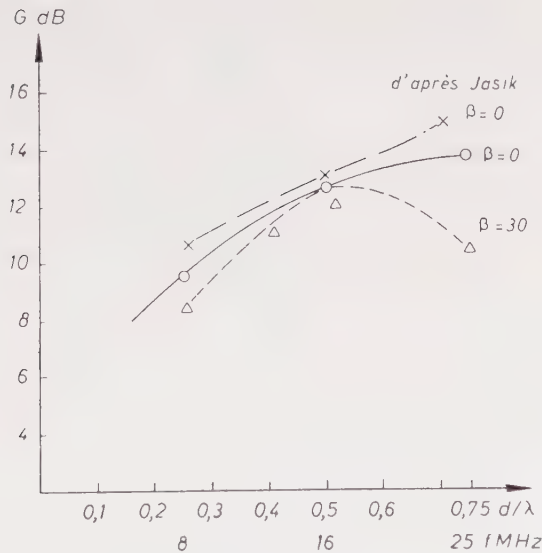


Fig. 30

CAS DU RAYONNEMENT OBLIQUE.

f (MHz)	8	16	25
G (dB)	8,3	12,2	10,5

Remarque I. — On peut exprimer le gain absolu en décibels, car on peut le considérer comme le gain relatif du réseau par rapport à l'élément isotrope dans la même direction. Dans le cas d'un élément réel, cette valeur sera la valeur du gain relatif du réseau par rapport à un élément constitutif quelconque.

Remarque II. — Ce gain est calculé sans tenir compte des mutuelles entre éléments. Nous avons tracé sur la *figure 30* les courbes données par JASIK [1] en tenant compte des mutuelles.

4,7

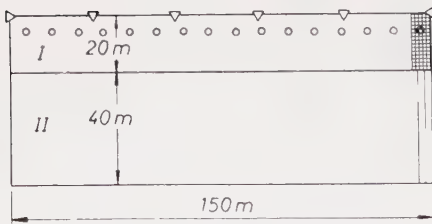
RÉALISATION PRATIQUE DU RÉSEAU

4,71 Réalisation de l'aérien.

Le réseau que l'on a réalisé est constitué de seize éléments biconiques distants de 9 m; la longueur utile est de 135 m. Pour la réalisation du sol, deux solutions sont préconisées :

— soit un ensemble de fils radiaux divergeant du pied de chaque élément et réunis entre eux,

— soit un sol uniforme sur toute la largeur constitué d'un treillis métallique.



Vue de dessus

Fig. 31

Pour des raisons de construction, la deuxième solution a été choisie. Le treillis est formé de mailles 20×30 cm qui sont de dimensions très faibles devant la longueur d'onde minimale. Pour atténuer les effets de bord du réseau, le sol métallisé fera une longueur de 150 m pour une largeur de 20 m. Il sera prolongé dans le sens de la largeur par des fils métalliques longs de 40 m espacés de 1,50 m. (*fig. 31*).

Pour éliminer le lobe principal arrière, on dispose à 6 m en arrière de la ligne d'éléments, un rideau réflecteur de 18 m de haut, large de 150 m. Il est formé de fils verticaux espacés de 90 cm et reliés à la masse commune (*fig. 32*). Nous étudierons l'influence de ce rideau dans le prochain chapitre.

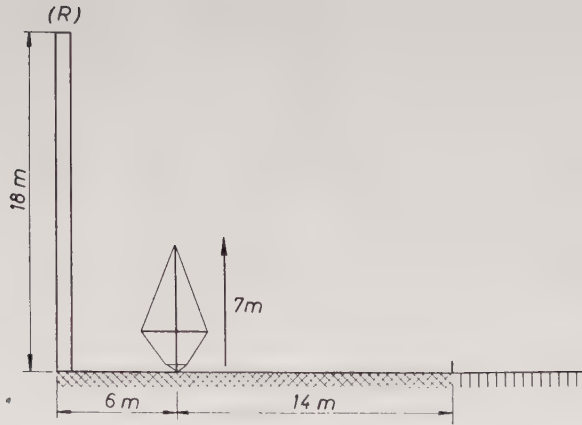


Fig. 32

4,72 Alimentation des différents éléments de l'aérien.

A partir de l'émetteur on transporte l'énergie au voisinage du réseau par un câble coaxial de 190 m de long, et d'impédance caractéristique 50 ohms; on alimente également les seize éléments à l'aide de lignes coaxiales (50 ohms) de longueurs égales dans le cas du rayonnement transversal; on choisira la longueur la plus voisine de la distance comprise entre l'élément le plus éloigné et le centre du rideau ($L = 75$ m).

On doit alors adapter les seize lignes 50 ohms à la ligne principale de même impédance. Le nombre 16 qui est une puissance de 2 se prête à de nombreuses combinaisons. Chaque antenne est attaquée par un transformateur 200-50 ohms; on groupe les primaires 4 par 4 en parallèles de façon à se ramener à quatre impédances de 50 ohms (fig. 33); on renouvelle le processus de façon à se ramener à une seule impédance de 50 ohms qui est celle de la ligne d'alimentation. L'élément de transformation de base est un autotransformateur formé de quatre tores de ferrites groupés deux par deux.

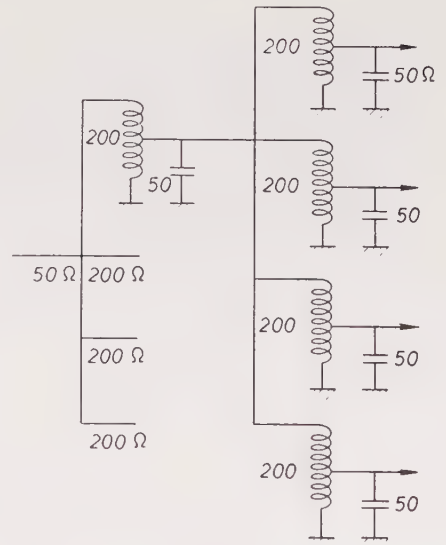


Fig. 33

4,73 Alimentation en rayonnement oblique.

La différence de phase entre deux radiateurs consécutifs est :

$$\varphi = \frac{2\pi d \sin \beta}{\lambda}$$

β direction d'arrivée dans le plan horizontal.

Il faudra donc sur la ligne une différence de marche l qui introduise le même déphasage :

$$\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda'},$$

λ' étant la longueur d'onde dans la ligne; avec $v = \frac{2}{3}c$, on trouve $\lambda' = \frac{2}{3}\lambda$ (v étant la vitesse de propagation dans le câble);

$$\left| \begin{array}{l} l = \frac{2}{3} d \sin \beta \end{array} \right|. \quad (31)$$

On alimentera donc A_1 par une ligne de 75 m, A_2 par une ligne de $75 + l$, A_p par une ligne de $75 + (p - 1)l$ mètres.

Pour $\beta = 30^\circ$, $d = 9$ m,

$$l = 3 \text{ m}.$$

4,8

CONCLUSION

L'ensemble de l'étude du réseau nous permet de conclure sur les possibilités directives de l'aérien. La directivité et la fréquence maximale admissible sont liées l'une à l'autre par des considérations de géométrie du réseau; un compromis est donc nécessaire. Nous verrons dans les chapitres suivants l'influence du réflecteur que l'on vient d'introduire, sur la directivité, la fréquence maximale admissible et le gain. Auparavant nous étudierons le diagramme vertical d'un élément.

CHAPITRE V

ÉTUDE DU RAYONNEMENT DANS LE PLAN VERTICAL

5,1

GÉNÉRALITÉS

En vue des études ionosphériques, il est intéressant de connaître les gains relatifs du réseau dans les différentes directions du plan vertical. Nous rappellerons les résultats obtenus pour des antennes minces en présence d'un sol parfait. Nous étudierons le cas du sol imparfait moyennant certaines hypothèses sur la polarisation de l'élément et sur la nature du sol; nous en tirerons des conclusions quant à l'allure générale du diagramme de rayonnement en fonction de la fréquence.

5,2

ANTENNES VERTICALES. CAS DES SOLS PARFAITS

5,21 Antenne filiforme.

La théorie générale du rayonnement pour une antenne verticale filiforme conduit à une expression du champ électrique rayonné à grande distance de la forme :

$$\mathcal{E} = 30 jk \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \theta \int_0^h \mathcal{J}(z) e^{jkz \cos \theta} dz \quad (1)$$

avec $k = 2\pi/\lambda$, $r = OM$, $\mathcal{J}(z)$: courant en un point de l'antenne d'ordonnée z , h : hauteur de l'antenne (fig. 34).

Si l'on suppose le sol parfaitement conducteur, on doit compléter l'antenne par son « image électrique ». Nous sommes dans un cas où la réflexion a lieu sur un plan normal au plan de polarisation. Tout se passe comme s'il existait une deuxième source

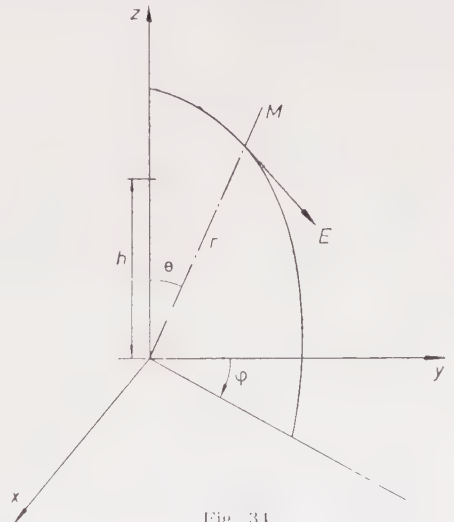


Fig. 34

identique, symétrique de la première par rapport au plan de réflexion et en phase avec elle. Au champ initial on ajoute le champ

$$\mathcal{E}' = 30 jk \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \theta \int_{-h}^0 \mathfrak{J}(-z) e^{jkz \cos \theta} d\theta. \quad (2)$$

Le champ total sera de la forme :

$$\mathcal{E} = 30 jk \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \theta \int_{-h}^{+h} \mathfrak{J}(z) e^{jkz \cos \theta} d\theta. \quad (3)$$

On suppose que la répartition du courant est sinusoïdale sur l'antenne :

$$\mathfrak{J}(z) = I \sin k(g - z).$$

Le courant devant être nul à l'extrémité isolée dans le cas d'une antenne non chargée :

$$\mathfrak{J}(z) = I \sin k(h - z). \quad (4)$$

Le calcul de l'intégrale (3) conduit au résultat classique :

$$\mathcal{E} = 60 j \frac{e^{-jkr}}{r} I \frac{\cos \frac{2\pi h}{\lambda} \cos \theta}{\sin \theta} \cos \frac{2\pi h}{\lambda}. \quad (5)$$

L'amplitude du champ est la quantité positive :

$$\begin{aligned} E &= \frac{60}{r} I f(\theta) \\ f(\theta) &= \frac{\cos H \cos \theta - \cos H}{\sin \theta} \\ H &= \frac{2\pi h}{\lambda} \end{aligned} \quad (6)$$

On remarque que, dès que $h > \frac{\lambda}{2}$, il apparaît un lobe secondaire dans le plan vertical. Pour $h = 7$ m, cela correspond à des fréquences supérieures à 22 MHz (*fig. 40*). Au-dessus de cette fréquence, l'amplitude du lobe secondaire dans le plan vertical va croissante avec la fréquence.

5,22 Éléments biconiques en présence d'un sol parfait.

On a représenté sur les figures 35, 36 et 37 les diagrammes dans le plan vertical d'éléments biconiques pour différentes valeurs du paramètre $\frac{h}{\lambda}$ (soit pour différentes valeurs de la fréquence de rayonnement si l'on fixe $h = 7$ m).

On a remarqué que les diagrammes de rayonnement se déforment moins vite en fonction de la fréquence que les diagrammes correspondants des antennes minces;

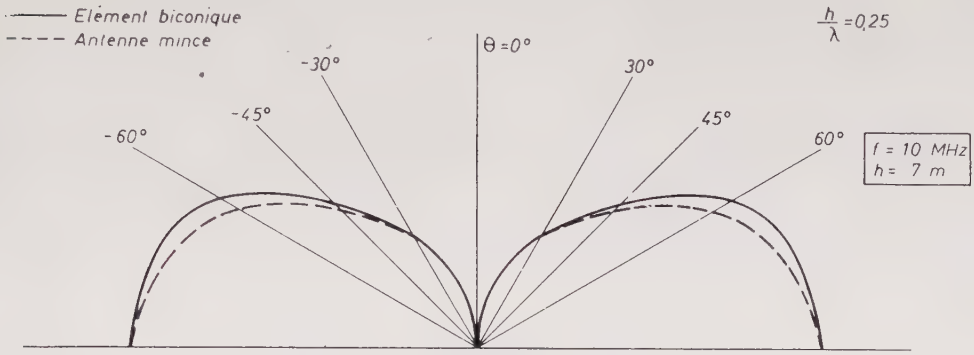


Fig. 35

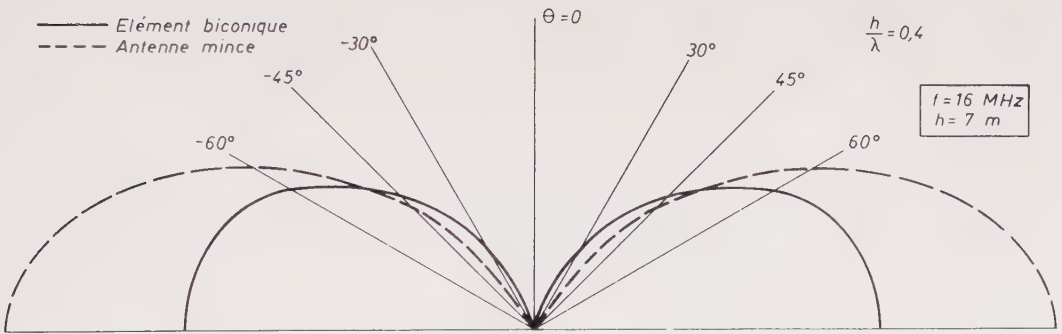


Fig. 36

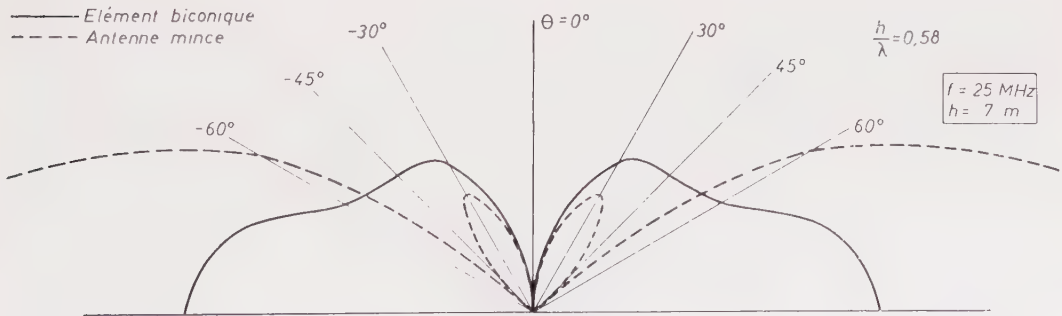


Fig. 37

Fig. 35, 36, 37. Diagramme de rayonnement dans le plan vertical
Fonction $F(\theta)$. Sol parfait

on peut en conclure, en particulier, que la résistance de rayonnement varie très peu avec la fréquence. Ce résultat recoupe ceux obtenus au chapitre III dans l'étude expérimentale de la résistance d'entrée qui varie peu avec la fréquence (la résistance d'entrée est la résistance de rayonnement par rapport au courant d'entrée).

On remarque aussi que les zéros entre les différents lobes disparaissent. Aux fréquences élevées (*fig. 37*), là où l'on avait un lobe secondaire dans le cas de l'antenne mince, on a seulement un accroissement de l'amplitude (par exemple, pour $\theta = \pm 30^\circ$).

5,3 CAS D'UN SOL NON PARFAIT. ÉLÉMENT FILIFORME

5,31 Coefficient de réflexion.

Nous considérons tout d'abord le cas d'un sol imparfait et uniforme, de constante diélectrique ε et de conductivité σ . Nous avons vu que nous étions en *polarisation* verticale; nous étudierons donc le coefficient R_v en fonction de l'angle d'incidence. Les équations classiques traduisant la conservation des composantes des champs au niveau de la zone de discontinuité permettent d'écrire :

$$R_v = \frac{E_R}{E_I} = \frac{\varepsilon' \cos \theta - \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \theta}}{\varepsilon' \cos \theta + \sqrt{\varepsilon' - \sin^2 \theta}} \quad (7)$$

avec

$$\varepsilon' = \varepsilon - \frac{j\sigma}{\omega\varepsilon_0} \quad (8)$$

Remarque. — Pour un milieu parfaitement conducteur, la conductivité σ est infinie et le coefficient de réflexion en polarisation verticale R_v est égale à $+1$ pour un angle d'incidence quelconque (ce résultat a été utilisé dans les paragraphes précédents).

5,32 Fonctions $|R_v(\theta)|$, $\text{Arg } R_v(\theta)$.

Les fonctions $|R_v(\theta)|$ et $\text{Arg } R_v(\theta)$ sont le plus souvent représentées en fonction de l'angle α complémentaire de θ .

Nous nous fixons une fréquence de fonctionnement f au milieu de notre gamme ($f = 18$ MHz), nous reportons dans l'équation (8). La constante diélectrique ε d'un sol plat est de l'ordre de 10. Dans l'équation (80) nous donnons à σ deux valeurs σ_1 et σ_2 , on obtient deux valeurs ε'_1 , ε'_2 que l'on reporte en (7); on obtient deux familles de courbes que l'on a représentées *figures 38* et *39*.

Les deux valeurs σ_1 , σ_2 de la conductivité sont définies par les critères suivants :

pour un sol plat et sec, la conductivité moyenne exprimée en mho par mètre est de l'ordre de $5,4 \cdot 10^{-3}$;

— si l'on améliore la conductivité du sol par métallisation (par exemple par l'emploi d'un treillis métallique), on peut atteindre une valeur de la conductivité de l'ordre de 10^{-1} .

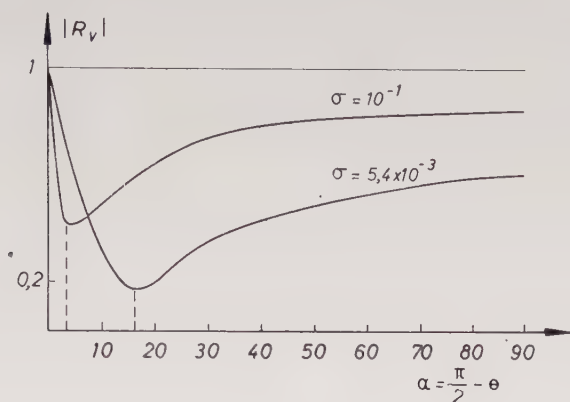


Fig. 38

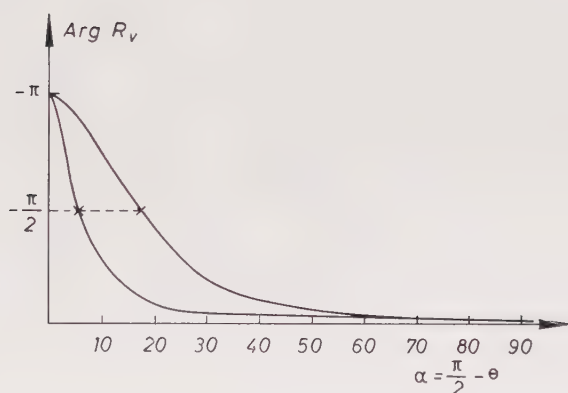


Fig. 39

Remarque I. — Pour un rayonnement dans le plan horizontal ($\alpha = 0$), le coefficient de réflexion est égal à -1 quel que soit σ (à l'exception du cas idéal du conducteur parfait où la conductivité σ est infinie et le coefficient de réflexion égal à $+1$).

Dans le plan horizontal, le champ rayonné est nul et il y aura toujours un zéro dans la direction horizontale du diagramme de rayonnement.

Remarque II. — On passe d'une courbe à l'autre en multipliant ou divisant la conductivité σ par un facteur 2 à fréquence fixe. On pourrait également, en fixant la conductivité à l'une des deux valeurs, passer d'une courbe à l'autre en multipliant ou divisant la fréquence par 20. On peut donc conclure que dans notre gamme de fréquences 8-25 MHz, les valeurs du coefficient de réflexion dépendent peu de la fréquence. Dans les calculs, on prendra : $f = C^{te} = 18$ MHz.

Remarque III. — Pour chaque valeur de la conductivité σ , il existe une valeur de l'angle θ pour laquelle le module du coefficient de réflexion R_v est minimal et pour laquelle son argument est égal à $-\pi/2$. L'angle α correspondant est appelé angle pseudo-brewstérien. Plus le sol est conducteur plus la valeur de l'angle θ correspondante tend vers $\pi/2$. Pour un sol parfaitement conducteur, l'angle pseudo-brewstérien disparaît. Pour une conductivité $\sigma = 5 \cdot 10^{-2}$, la valeur de θ correspondante est voisine de 60° .

5,33 Calcul du champ rayonné dans le cas d'une antenne filiforme et d'un sol imparfait et uniforme.

Le champ résultant s'écrit alors :

$$\mathcal{E} = 30jk \frac{e^{-jkr}}{r} \sin \theta \left[\int_0^h I \sin(kz) e^{jkz \cos \theta} dz + \int_{-h}^0 R(\theta) I \sin(kz) e^{jkz \cos \theta} dz \right] \quad (9)$$

On peut sortir $R(\theta)$ de l'intégrale; le calcul conduit à l'expression suivante du champ électrique rayonné :

$$\mathcal{E} = 60jk \frac{e^{-jkr}}{2r \sin \theta} \left[e^{jkh \cos \theta} + e^{-jkh \cos \theta} R(\theta) - (1 + R(\theta)) \cos kh - j(1 - R(\theta)) \cos \theta \sin kh \right] \quad (10)$$

Pour calculer l'amplitude de ce champ qui est la seule quantité à laquelle on s'intéresse, on fera une sommation dans le plan complexe des vecteurs composants et on mesurera l'amplitude E_0 du vecteur résultant.

5,34 Calcul de l'amplitude du champ rayonné.

Le vecteur $\vec{R}(\theta)$ est défini par les données numériques de deux tableaux suivants à partir desquels ont été construites les courbes des *figures 38 et 39*.

θ°		90	80	70	60	45	30	0
$R(\theta)$		1	0,3	0,2	0,42	0,44	0,5	0,6
Arg $R(\theta)$		— 180	— 140	— 80	— 25	— 20	— 10	0

θ°		90	80	70	60	45	30	0
$R(\theta)$		1	0,4	0,65	0,75	0,8	0,82	0,85
Arg $R(\theta)$		— 180	— 50	— 20	— 15	— 10	— 5	0

Remarque I. $1 + R(\theta)$ est faible pour des θ élevés (en effet $R(\theta)$ est alors voisin de -1). Dans la gamme d'angles θ tels que $90^\circ > \theta > 80^\circ$, on peut donc négliger dans l'expression (10) le terme $(1 + R(\theta)) \cos kh$. $\cos \theta$ étant faible, on peut aussi négliger le dernier terme de l'équation (10).

L'amplitude du champ rayonné s'écrit alors :

$$E_0 = \frac{K}{2 \sin \theta} \left| e^{jkh \cos \theta} + e^{-jkh \cos \theta} R(\theta) \right| \quad \text{avec} \quad R(\theta) \simeq -1.$$

Il vient :

$$E_0 \simeq \frac{K}{2 \sin \theta} \left| 2j \sin kh \cos \theta \right|,$$

donc

$$E_0 = \frac{K}{\sin \theta} \sin kh \cos \theta. \quad (11)$$

Remarque II. — Pour $\sigma = 10^{-1}$, $0 < \theta < 45^\circ$, le coefficient de réflexion est voisin de $+1$; on peut donc négliger le terme $j[1 - R(\theta)] \cos \theta \sin kh$ de l'expression (10) et écrire :

$$E_0 \simeq \frac{K}{2 \sin \theta} \left| e^{jkh \cos \theta} + e^{-jkh \cos \theta} R(\theta) - (1 + R(\theta)) \cos kh \right|$$

avec $R(\theta) \simeq +1$;

$$E_0 \simeq K \frac{\cos kh \cos \theta - \cos kh}{\sin \theta}. \quad (12)$$

On retrouve l'expression $f(\theta) = \frac{\cos H \cos \theta - \cos H}{\sin \theta}$ de l'équation (6) du paragraphe 6,21.

Pour $45^\circ < \theta < 80^\circ$, on devra faire la construction géométrique indiquée en 6,33 qui donne un résultat plus rapide que le calcul direct du module de l'expression (10).

5,35 Résultats.

On a calculé le champ électrique rayonné par un élément filiforme pour les valeurs suivantes de $\frac{h}{\lambda}$: 0,25; 0,4; 0,6 qui correspondent aux hauteurs électriques H de l'élément : 90° , 150° , 210° .

5,351 CONDUCTIVITÉ $\sigma = 5 \cdot 10^{-3}$ (fig. 40).

On a représenté sur la figure 40 les diagrammes de rayonnement dans le plan vertical calculés à partir de la formule (10) pour les hauteurs électriques données précédemment; dans le cas d'un élément de 7 m de haut, ces hauteurs électriques correspondent aux fréquences suivantes : 12 MHz, 16 MHz, 25 MHz.

On comparera les résultats de la figure 40 avec ceux des figures 35, 36, 37 obtenues dans le cas d'un sol parfait.

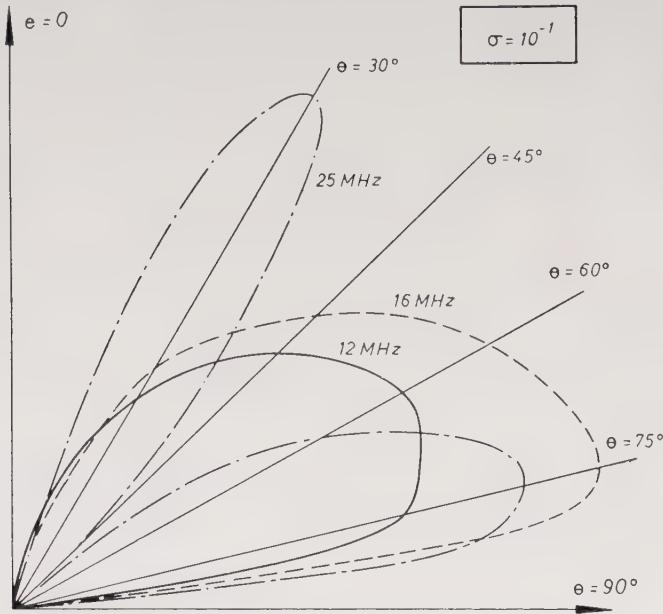


Fig. 40. — Élément mince en présence d'un sol imparfait

Remarque I. Le rayonnement est très fortement affaibli pour des valeurs élevées des angles θ .

Remarque II. — L'angle pseudo-brewstérien apparaît pour les fréquences 12 MHz et 16 MHz pour des angles θ de l'ordre de 60° ; sa présence est caractérisée par un affaiblissement de l'amplitude. Cet angle n'apparaît pas pour une fréquence de 25 MHz, car sa position est celle du zéro de rayonnement.

5,352 CONDUCTIVITÉ $\sigma = 10^{-1}$ (fig. 41).

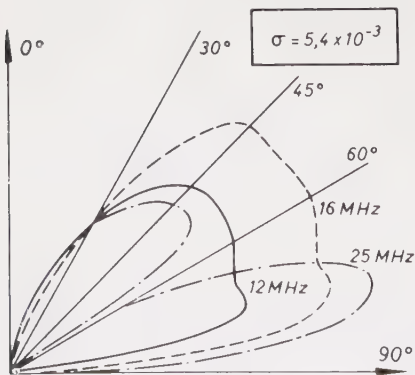


Fig. 41. — Élément mince en présence d'un sol imparfait

Remarque I. — Le rayonnement aux fortes valeurs de l'angle θ est de plus forte amplitude que dans l'exemple précédent.

Remarque II. — Les angles pseudo-brewstériens n'apparaissent plus nettement, car ils sont situés dans la zone de décroissance rapide du champ ($\theta \simeq 85^\circ$) (voir fig. 38).

Remarque III. — Pour une même valeur de l'angle de rayonnement θ , l'amplitude du champ rayonné croît avec la conductivité du sol, principalement pour les valeurs élevées de l'angle θ .

5,4

CAS DU SOL RÉEL ET DE L'ÉLÉMENT FILIFORME

5,41 Rayonnement sur un sol non uniforme.

Le sol réel est constitué d'un treillis métallique de 13 m de largeur (en avant de l'élément) dont la conductivité est de l'ordre de 10^{-1} mho par mètre. Il se poursuit sur 40 m de largeur par des fils espacés de 1,50 m; nous considérerons que la conductivité du sol dans cette zone est de $5 \cdot 10^{-3}$, alors qu'en l'absence de toute métallisation elle est de 10^{-3} .

Du point B (fig. 42), on voit l'aérien de 7 m de haut sous un angle de 33° , alors que du point C on le voit sous un angle de $7^\circ 30'$.

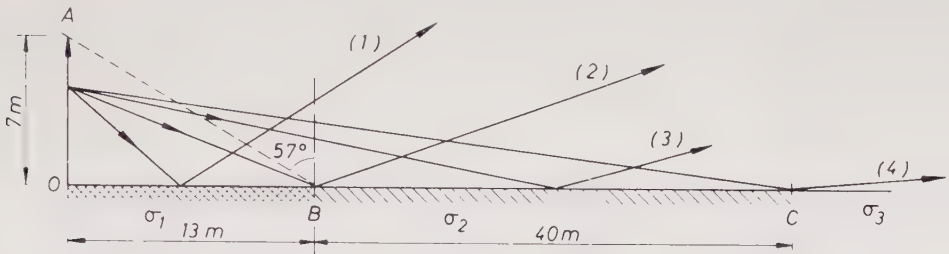


Fig. 42

On pourra considérer différentes zones dans le diagramme de rayonnement en fonction de l'angle θ :

1° $0^\circ < \theta < 57^\circ$.

Tous les rayons émis par l'antenne dans cette gamme d'angles θ sont réfléchis sur le sol de conductivité $\sigma_1 = 10^{-1}$.

2° $57^\circ < \theta < 83^\circ$.

Tous les rayons émis par l'antenne sont réfléchis soit sur la zone de conductivité $\sigma_2 = 5 \cdot 10^{-3}$ pour les points situés au sommet de l'antenne, soit sur les points de conductivité σ_1 pour les points situés à une hauteur faible sur l'antenne (fig. 43). Pour un angle θ donné, il faudra donc prendre une conductivité intermédiaire entre σ_1 et σ_2 qui tendra vers σ_2 quand θ augmentera; on considérera que l'on a une conductivité voisine de σ_2 pour $\theta \simeq 80^\circ$.

Remarque. — La zone de conductivité σ_2 n'interviendra pratiquement pas, car si l'on suppose que la répartition des courants est sinusoïdale (il y aura un nœud en A), les points situés près du point O auront la contribution la plus importante, et les champs émis par ces points se réfléchiront sur les surfaces de conductivité σ_1 ou σ_2 .

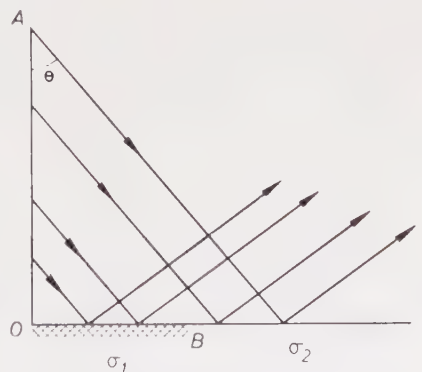


Fig. 43

5.42 Diagramme de rayonnement (fig. 44 et 45).

On trace le diagramme de rayonnement dans le plan vertical en présence d'un sol réel en utilisant les courbes données par les figures 43 et 44 pour les différentes fréquences de la gamme. Pour un angle θ tel que $0^\circ < \theta < 30^\circ$, le diagramme en présence du sol réel est le même qu'en présence d'un sol de conductivité $\sigma_1 = 10^{-1}$, et d'après la formule (12) du paragraphe 5.34, il est sensiblement le même que dans le cas d'un sol parfaitement conducteur.

Pour des angles θ voisins de $\pi/2$, le diagramme de rayonnement résultant est confondu avec le diagramme correspondant à une conductivité $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-1}$. Dans la zone intermédiaire, on doit tracer une courbe assurant la continuité qui serait composée de segments de diagrammes de rayonnement correspondant à des conductivités comprises entre σ_1 et σ_2 .

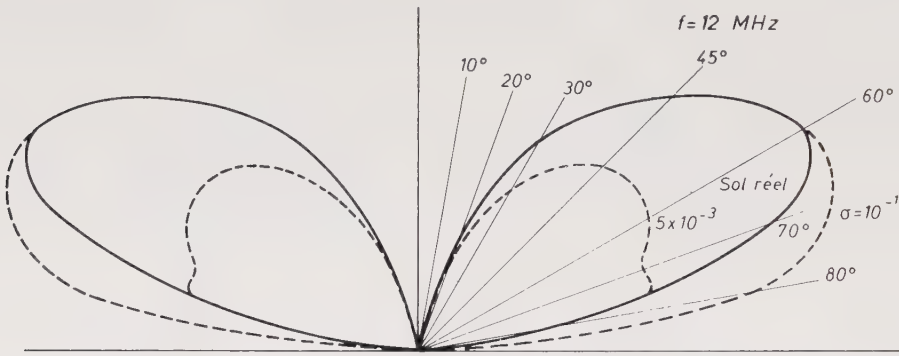


Fig. 44. — Antenne mince

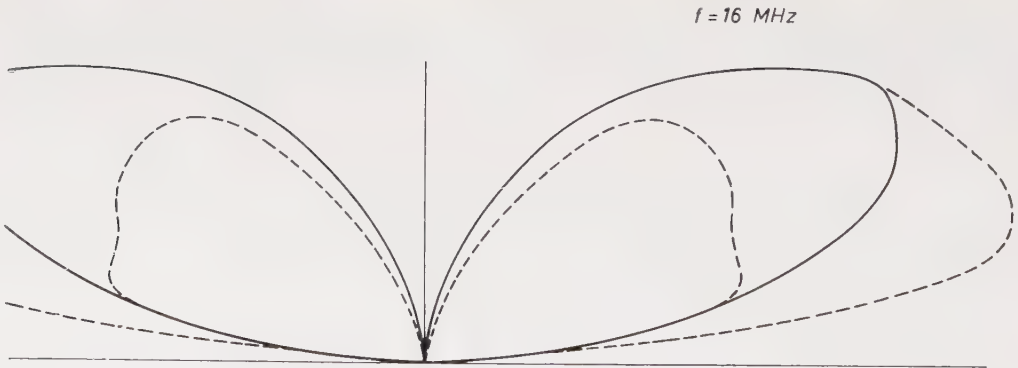


Fig. 45

Remarque I. — Le maximum d'amplitude de la courbe résultante se situe aux environs d'un angle $\theta = 55^\circ$.

Remarque II. — La position de ce maximum varie peu entre 12 MHz et 16 MHz, quoique les gains relatifs varient.

Remarque III. — Pour les fréquences élevées, le lobe secondaire correspondant à des angles θ faibles est favorisé.

5,5 CAS D'UN ÉLÉMENT BICONIQUE EN PRÉSENCE D'UN SOL RÉEL

5,51 Principe de l'étude.

On remarque sur les figures 35, 36 et 37 que le diagramme de l'élément réel se déforme peu avec la fréquence quand on est en présence d'un sol parfait. On peut considérer que dans la gamme de fréquences 8-16 MHz, son diagramme est identique à celui de l'antenne mince ayant 90° comme hauteur électrique. On utilisera les résultats obtenus par le calcul dans le cas de l'antenne mince en présence d'un sol imparfait uniforme et d'un sol réel en faisant les hypothèses suivantes :

— la similitude des diagrammes de rayonnement des deux antennes en présence d'un sol parfait se conserve dans le cas d'un sol imparfait;

— si le diagramme varie peu avec la fréquence dans le cas du sol parfait, il variera également peu avec la fréquence dans le cas du sol imparfait. (Cette hypothèse peut être valable si le rayon de la zone métallisée est grand devant les diverses longueurs d'ondes.)

5,52 Résultats.

Pour les fréquences de 8 à 16 MHz, le diagramme de rayonnement de l'élément réel est le même que celui de l'antenne mince pour une fréquence de 8 MHz.

Pour la fréquence de 25 MHz, le diagramme doit être différent de celui de l'antenne mince à la fréquence correspondante; il doit être de même allure qu'aux fréquences inférieures avec un maximum de rayonnement plus élevé correspondant à des valeurs de θ de l'ordre de 30° à 45° (fig. 46).

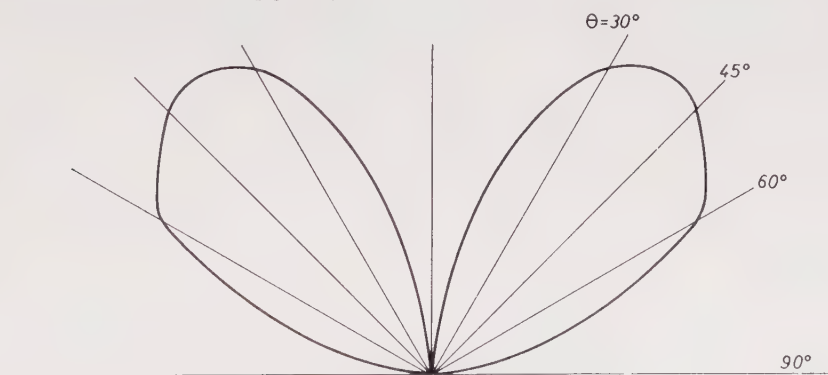


Fig. 46. — Élément biconique à 25 MHz

5,6

CONCLUSION

Le diagramme de rayonnement dans le plan vertical a, en première approximation, l'allure du diagramme d'un dipôle vertical en présence d'un sol imparfait que l'on a calculé en fonction de la nature du sol. Ce diagramme est symétrique par rapport au plan vertical contenant le réseau; nous verrons dans le chapitre suivant que l'introduction du rideau réflecteur permet d'éliminer le lobe arrière. La conductivité finie du sol fait qu'il existe un zéro de rayonnement dans le plan horizontal.

CHAPITRE VI

INFLUENCE DU RÉFLECTEUR SUR LE RAYONNEMENT

6,1 DÉTERMINATION DU CHAMP ÉLECTRIQUE RAYONNÉ

6,11 Rappel.

Nous avons vu au chapitre IV que le champ électrique rayonné par un réseau d'éléments omnidirectionnels est de la forme :

$$\vec{E}(u) = \frac{A}{r} \vec{F}(u) \vec{F}(\Phi) \quad | \quad (1)$$

Dans le chapitre IV, nous avons étudié la fonction $\vec{F}(\Phi)$ et nous avons montré qu'elle ne dépendrait que de l'angle φ .

Dans le chapitre V, l'étude de l'élément omnidirectionnel nous a amené à étudier $\vec{F}(u)$ dans le plan vertical. L'élément étant omnidirectionnel, cette fonction ne dépend que de l'angle θ .

Pour éliminer la partie arrière du diagramme de rayonnement dans le plan vertical, on introduit un rideau réflecteur que l'on suppose parfait dans la gamme 8-25 MHz.

6,12 Réflecteur.

Sur la *figure 47* on a représenté un élément du réseau par le segment AB distant de a du plan réflecteur. Malgré les dimensions transversales non négligeables de l'élément rayonnant, on peut considérer que la polarisation est horizontale par rapport au plan de réflexion (R). En effet, le champ électrique E est parallèle au plan (R). Tout se passe comme s'il existait une deuxième source identique A'B' symétrique de la première par rapport au plan réfléchissant et en opposition de phase avec elle.

Remarque. — Si le plan n'est pas considéré comme parfaitement conducteur, on doit faire intervenir le coefficient de réflexion en polarisation horizontale R_H .

La différence de marche entre une onde issue de AB et une onde issue de A'B' est représentée par la largeur A'H = δ :

$$\delta = 2a \cos \varphi \sin \theta \quad | \quad (2)$$

ce qui correspond à un déphasage

$$\Omega = \frac{4\pi a}{\lambda} \cos \varphi \sin \theta \quad (3)$$

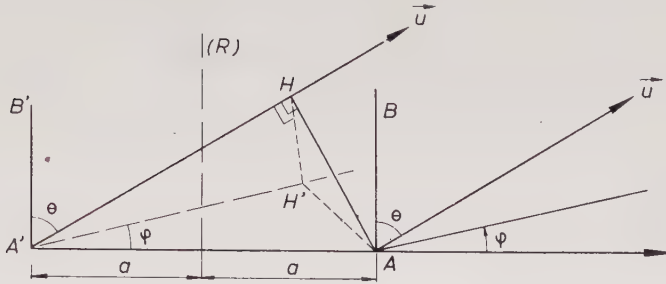


Fig. 47

On doit composer deux champs déphasés de Ω :

$$\vec{\mathcal{E}}_T(\vec{u}) = \vec{\mathcal{E}}_u (1 + R_H e^{j\Omega(\vec{u})}) \quad (4)$$

Le vecteur $\vec{u}$ est défini par θ et φ , et le coefficient de réflexion du rideau est égal à -1 dans le cas où le réflecteur est parfait :

$$\vec{\mathcal{E}}_T(\vec{u}) = \vec{\mathcal{E}}_u [1 + e^{j(\pi + (4\pi a/\lambda) \cos \varphi \sin \theta)}] \quad (5)$$

On voit sur la figure 48 que l'amplitude du champ résultant peut s'écrire :

$$E_T(\vec{u}) = E(\vec{u}) 2 \sin \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta \cos \varphi \right) \quad (6)$$

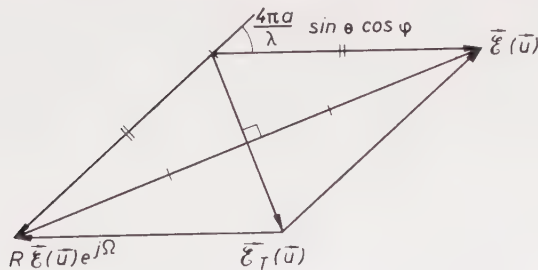


Fig. 48

Le champ s'écrit, compte tenu de $F(\vec{u})$ et $F(\Phi)$:

$$E_r(\vec{u}) = \frac{\Lambda}{r} F(\theta) F(\Phi) 2 \sin\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta \cos \varphi\right) \quad (7)$$

6,2

ÉTUDE DE LA FONCTION

$$R = 2 \sin\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta \cos \varphi\right) = 2 \sin \frac{\Omega}{2} \quad (8)$$

Sur les *figures 49 a, b, c, d* nous avons représenté la fonction R en fonction de l'angle φ avec l'angle θ comme paramètre. Les différentes figures correspondent à différentes valeurs du rapport a/λ dans la gamme choisie dans le paragraphe précédent.

6,221 POSITION DU PROBLÈME.

Le rideau réflecteur est destiné à assurer une dissymétrie très nette du diagramme de rayonnement dans la direction avant-arrière. L'atténuation du lobe principal arrière dépend essentiellement de la valeur du coefficient de réflexion du rideau, c'est-à-dire de sa nature.

On déterminera sa position de façon à assurer le renforcement maximal du lobe principal avant, dans notre gamme de fréquences. Il faudra, en particulier, éviter que le réflecteur n'introduise un zéro dans la direction du maximum principal pour des angles de rayonnement θ utilisés.

6,222 DÉTERMINATION DE a .

Le premier zéro est introduit par le réflecteur dans la direction de la normale au réseau pour une valeur du rapport $a/\lambda = 1/2$ (*fig. 49 c*) pour un angle θ de 90° ; on devra donc choisir la distance a telle que

$$\frac{a}{\lambda_{\min}} \leq \frac{1}{2} \quad (9)$$

On ne peut pas choisir la distance a trop faible, sinon la fonction R est inférieure à 1 pour de grandes longueurs d'ondes. On a vu au chapitre précédent que pour les basses fréquences on tirait sous des angles θ d'environ 45° , on conviendra de choisir a tel que le facteur multiplicatif R ne soit pas inférieur à 1 pour la fréquence minimum 8 MHz et pour cet angle θ :

$$\frac{a}{\lambda_{\max}} > \frac{1}{8,4} \quad (10)$$

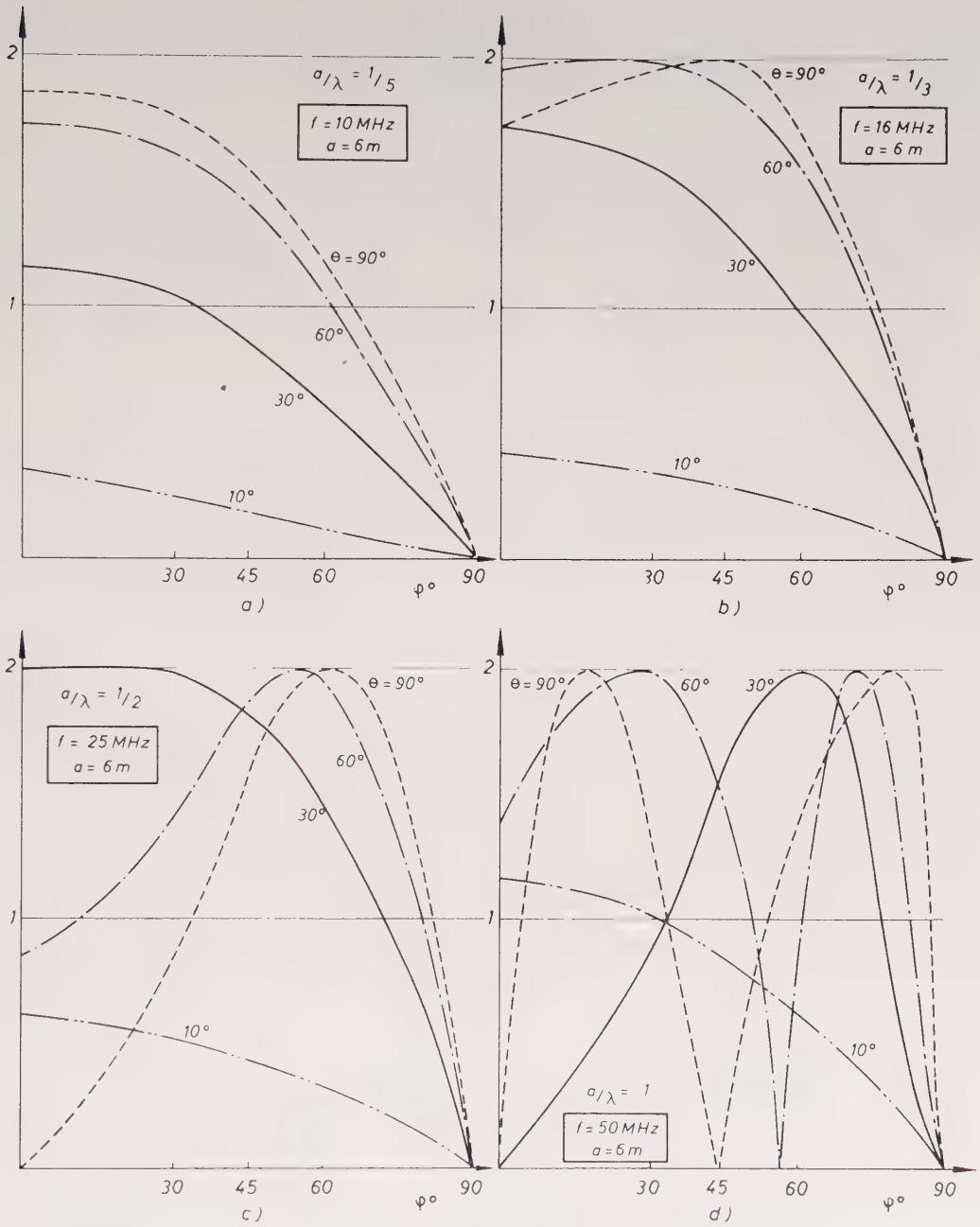


Fig. 49. — Fonction $2 \sin(2\pi a/\lambda \sin \theta \cos \phi) - R$

On a donc la condition :

$$4,5 < a \leq 6 \text{ m} \quad | \cdot \quad (11)$$

Le rideau réflecteur est distant de 6 m de la ligne des éléments du réseau.

Remarque. — Pour $a = 6$ m, la figure 49 représente les variations de la fonction $R(\varphi)$ pour différentes fréquences, alors que la figure 50 représente les variations de la fonction $R(f)$ pour différentes valeurs des angles θ et φ .

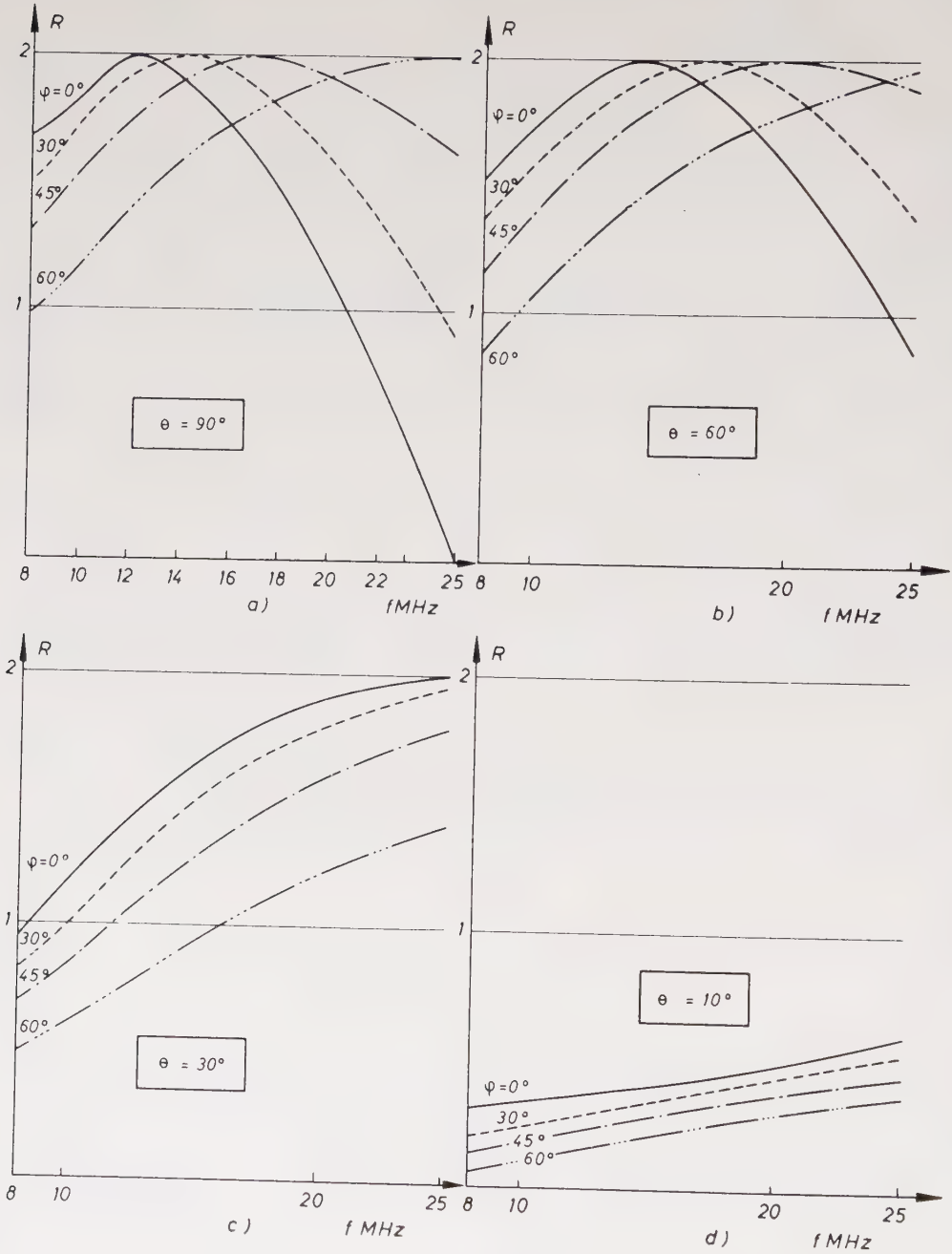


Fig. 50. — Fonction R pour $a = 6$ m en fonction de la fréquence

6,22 Influence du réflecteur sur le diagramme dans le plan horizontal.

Nous nous intéressons à la modification des amplitudes relatives du lobe principal et des lobes secondaires, créée par le rideau.

On a représenté sur la *figure 51* les amplitudes relatives des lobes secondaires et du lobe principal en présence et en absence de rideau réflecteur. Selon la fréquence, ce rideau peut avoir un effet favorable ou défavorable. A 25 MHz, l'effet est nettement défavorable pour les incidences rasantes, car le réflecteur introduit un zéro dans la direction du maximum principal.

La *figure 52* représente le même diagramme dans le cas d'un rayonnement à 30° en oblique.

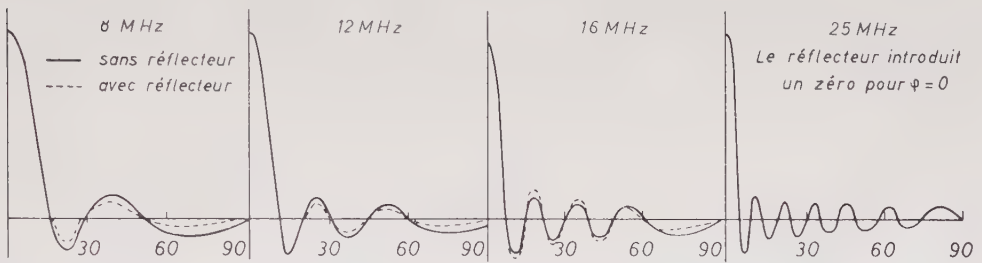


Fig. 51

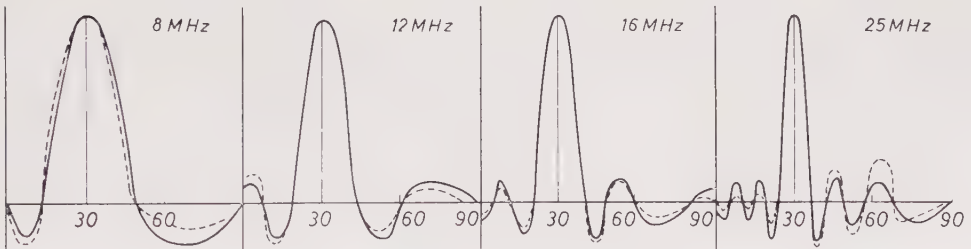


Fig. 52

6,3

ÉTUDE DU DIAGRAMME DANS LE PLAN VERTICAL INFLUENCE DU RÉFLECTEUR

Nous nous intéressons au diagramme de rayonnement dans le plan vertical normal au réseau. Dans le chapitre précédent, nous avons représenté sur les *figures 44, 45 et 46*, le diagramme de rayonnement de l'élément réel, en présence du sol réel, en l'absence du réflecteur.

Pour chaque valeur de l'angle θ on doit multiplier la valeur correspondante de la fonction caractéristique $F(\theta)$ par le facteur $R(\theta)$ dû au rideau réflecteur.

On a tracé sur la *figure 53* la fonction $R(\theta)$ en représentation polaire dans le plan vertical normal au réseau pour diverses valeurs de la fréquence. Sur cette même figure, on a tracé des cercles correspondant à des gains exprimés en décibels. On

remarque que de 8 à 20 MHz, le gain en tension exprimé en décibels est positif pour des angles θ compris entre 30° et 90° . Ces valeurs de l'angle θ correspondent aux conditions de fonctionnement les plus fréquentes en rétrodiffusion.

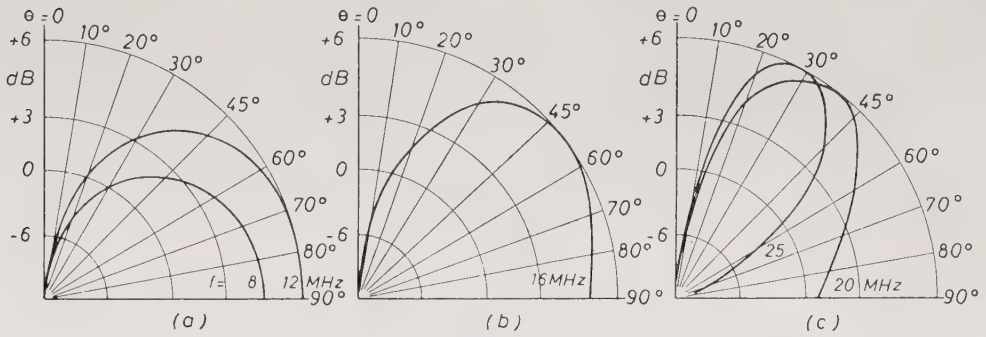


Fig. 53. — Fonction $R(\theta)$ dans le plan vertical normal au réseau

Remarque. — Le réflecteur ne pouvant être parfait, le gain maximal sera légèrement inférieur à 6 dB.

Sur les figures 54, on a représenté le produit $R(\theta) \times F(\theta)$ qui doit donner l'allure réelle du diagramme de rayonnement dans le plan vertical.

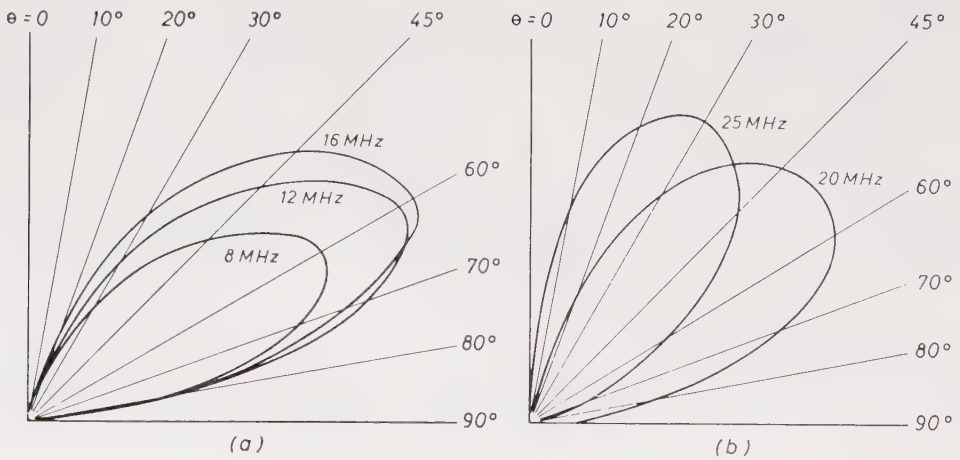


Fig. 54. — Fonction $R(\theta) \times F(\theta)$
 $R(\theta)$ fonction caractéristique du réflecteur
 $F(\theta)$ fonction caractéristique de l'élément

Ce diagramme de rayonnement qui était sensiblement invariable entre 8 et 20 MHz, va maintenant dépendre de la fréquence par l'intermédiaire du réflecteur.

Le lobe principal arrière a disparu grâce au réflecteur, et la direction du maximum $\theta_{\max}$ diminue quand la fréquence augmente.

CHAPITRE VII

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU RAYONNEMENT

7,1

PRINCIPE

En plaçant un émetteur de faible puissance à bord d'un avion, on relève les différents diagrammes d'antenne en utilisant l'aérien à étudier à la réception. Les mesures effectuées sont relatives à une fréquence fixe 16,34 MHz au milieu de la gamme des fréquences utilisées. L'utilisation du réseau en émission imposerait l'installation d'un récepteur enregistreur à bord de l'avion; des considérations de poids et d'encombrement ont fait préférer la première solution.

On utilisera un émetteur à transistor, dont l'oscillateur à quartz délivre une fréquence stable; on reçoit au sol sur un « stabilidyne ». La tension détectée est envoyée sur un amplificateur continu qui donne un niveau suffisant pour attaquer un enregistreur Pekly.

Le repérage de l'émetteur est possible grâce à une modulation de la porteuse par impulsions toutes les 3 ou 4 secondes. L'enregistreur Pekly donne les résultats sur bande (*fig. 55*) avec la tension reçue en ordonnées, et le temps en abscisses. Pour tracer un diagramme de rayonnement dans un plan, il est nécessaire de connaître la direction d'arrivée du rayonnement en fonction des angles θ et φ . A cet effet, une méthode optique de repérage par théodolite a été employée.

L'avion suit un plan en vol préétabli à altitude constante, ce qui permet de le suivre relativement facilement à la lunette. Selon le diagramme désiré, on se fixe soit l'angle θ soit l'angle φ . A chaque valeur caractéristique de la variable angulaire, un marqueur envoie directement à l'enregistreur un top de repérage. A la lecture des bandes, on relève donc la tension reçue en fonction de l'angle variable.

Sur l'enregistrement représenté *figure 55*, on remarque deux types de tops : les uns périodiques et de durée brève qui correspondent aux tops de modulation de l'émetteur, les autres plus larges correspondant aux tops de marquage.

7,2 DIAGRAMME DE RAYONNEMENT DANS LE PLAN HORIZONTAL (Direction d'arrivée fixe)

7,21 Principe.

Dans ce relevé, l'angle θ d'arrivée est fixe, l'angle φ est la variable. On fera les mesures pour des angles θ voisins de $\pi/2$; les surfaces d'arrivée qui sont des cônes de demi-angle au sommet θ seront voisins du plan horizontal; on pourra considérer que le diagramme est le même que dans ce plan.

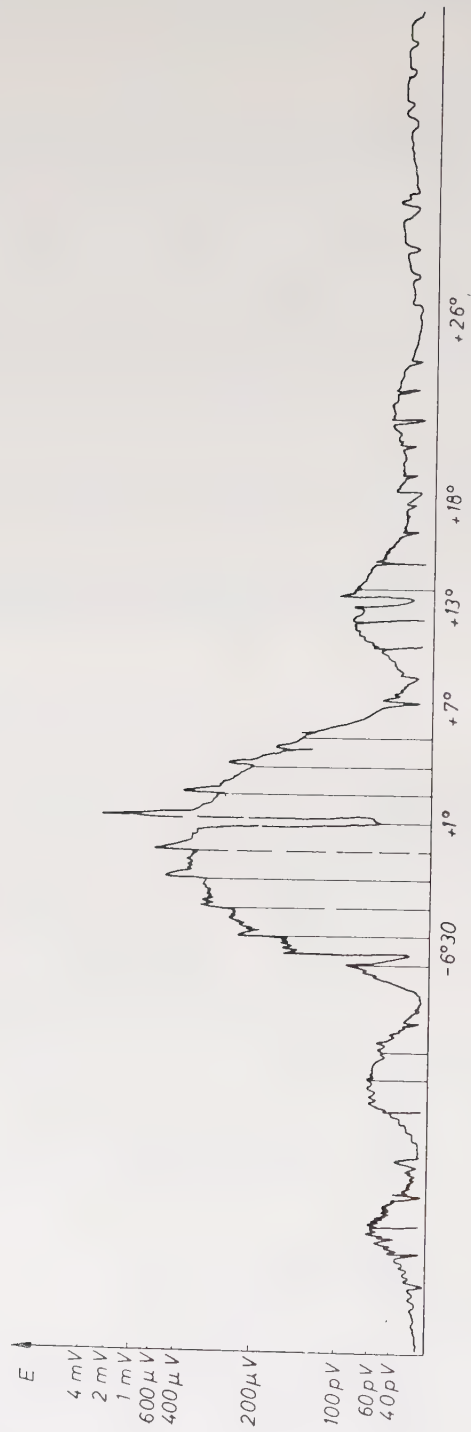


Fig. 55. — Enregistrement

Par cette méthode, il est difficile de faire des relevés pour des angles θ faibles. En effet, pour que les champs d'induction E_i qui varient en $1/r^2$ soient négligeables devant le champ rayonné E_r qui varie en $1/r$, il faut que la distance r soit assez élevée (dans notre gamme de fréquences, la limite inférieure est d'environ 5 km).

Si l'angle θ est faible, et la distance r supérieure à 5 km, l'altitude de l'avion est élevée et le respect du plan de vol par repérage visuel devient difficile.

Nous nous sommes limités aux valeurs de l'angle θ suivantes :

$$\theta = 73^\circ, \quad 80^\circ, \quad 84^\circ \quad |.$$

Pour une distance de 5 000 m, ces différents angles correspondent aux altitudes h :

$$h = 1\,500 \text{ m}, \quad 900 \text{ m}, \quad 500 \text{ m} \quad |.$$

7,22 Résultats.

On a représenté sur les *figures 56* et *57* le champ électrique rayonné, en coordonnées cartésiennes et en coordonnées polaires.

a) LARGEUR DU LOBE PRINCIPAL (*fig. 56*).

Pour une fréquence de 16,34 MHz, l'étude théorique du chapitre IV nous donne la demi-largeur de lobe à 3 dB.

$$\varphi_0 = 51^\circ (\lambda/nd) \simeq 6^\circ 30'.$$

Cet angle est la demi-largeur du lobe principal. Sur les courbes expérimentales, on lit une largeur du lobe principal de l'ordre de 15° .

La mesure de l'angle φ étant faite avec une précision qui ne dépasse pas le degré, on peut considérer qu'il y a bon accord avec la théorie :

$$\alpha_{\text{th}} = 14^\circ; \quad \alpha_{\text{exp}} = 15^\circ \quad |.$$

b) NIVEAU DES LOBES SECONDAIRES.

L'étude théorique de la fonction caractéristique $f_n(\Phi)$ au chapitre IV nous a conduit à un rapport du niveau du premier lobe secondaire sur le niveau du lobe principal :

$$\frac{E_{\text{sec}}}{E_{\text{max}}} = 0,221 \quad |.$$

Expérimentalement, on peut lire sur la *figure 56* les rapports suivants :

$$\frac{E_{\text{sec}}}{E_{\text{max}}} (-\varphi) = 0,27;$$

$$\frac{E_{\text{sec}}}{E_{\text{max}}} (+\varphi) = 0,18;$$

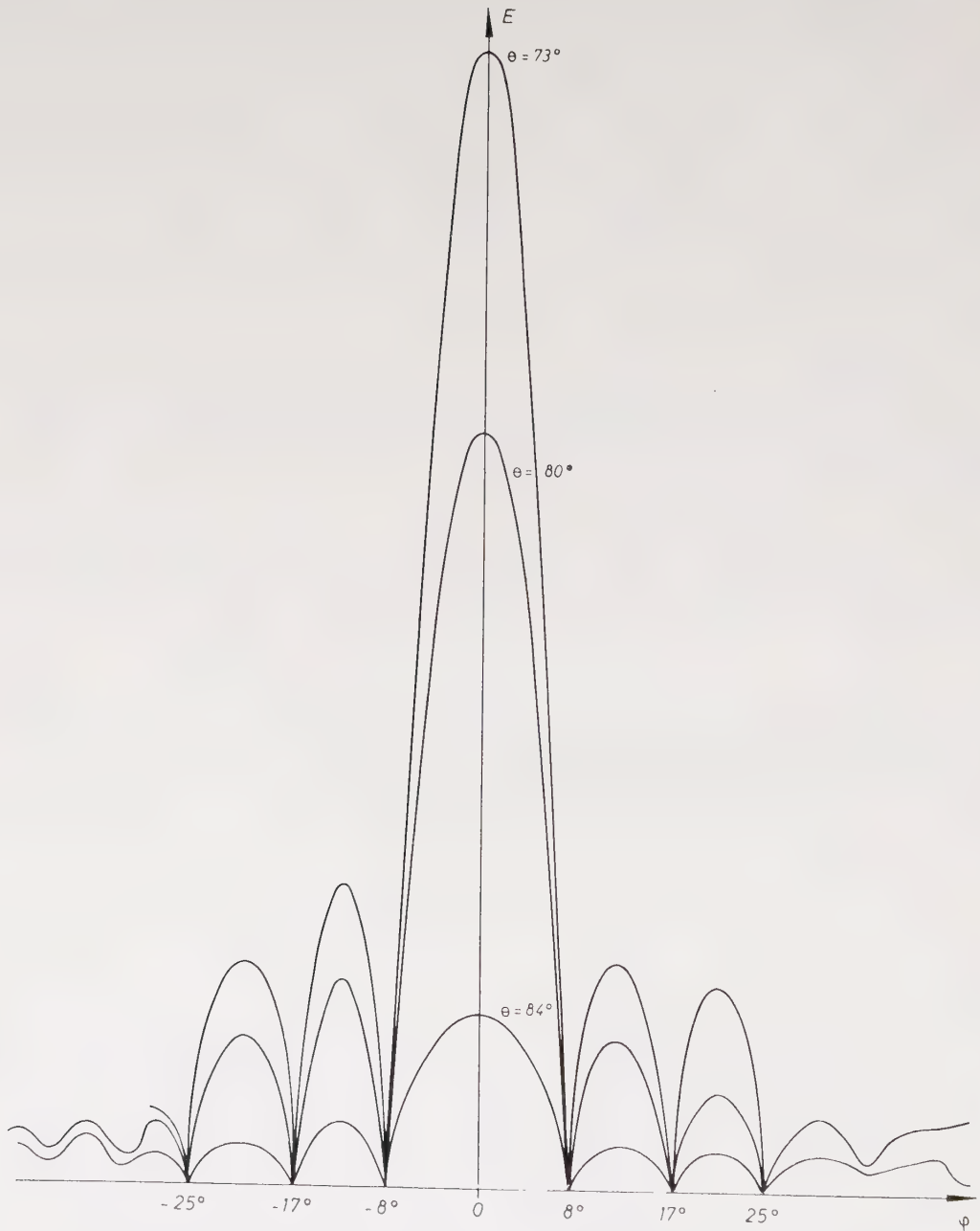


Fig. 56. - Diagramme de rayonnement dans le plan horizontal. Résultats expérimentaux
 $\theta = 73^\circ$ — $\theta = 80^\circ$ — $\theta = 84^\circ$

(ces résultats étant des moyennes sur les trois mesures effectuées). Il y a donc une certaine dissymétrie du diagramme de rayonnement dans le plan horizontal.

Ceci est dû à l'effet parasite d'un deuxième réseau situé à proximité et légèrement en avant du réseau étudié.

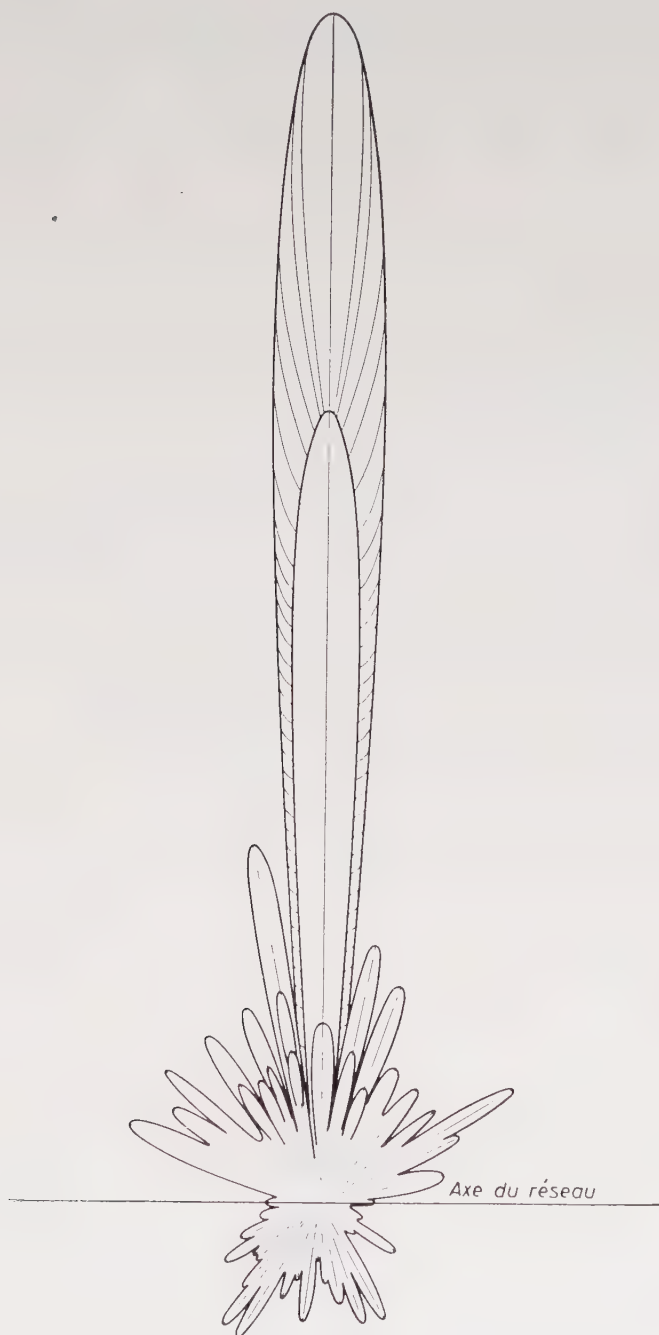


Fig. 57. — Résultats expérimentaux. Diagramme polaire dans le plan horizontal

Étant donnée la distance relativement importante de ce réseau parasite (environ 80 m), son effet perturbateur est surtout important aux faibles incidences (θ élevé) auxquelles ont été effectuées les mesures.

c) EFFET DU RIDEAU RÉFLECTEUR (*fig. 57*).

Les lobes arrières du diagramme de rayonnement sont affaiblis d'environ 20 dB par rapport au lobe principal avant. D'autre part, on constate que dans l'axe du rideau, le réflecteur impose un zéro de rayonnement très net.

7,3 DIAGRAMME DE RAYONNEMENT DANS LE PLAN VERTICAL

7,31 Principe.

Pour relever le diagramme de rayonnement dans le plan vertical, on fixe φ , la variable devient l'angle θ .

L'avion se déplace à altitude constante sur la normale au réseau. Il est nécessaire dans le cas d'un aérien directif que l'avion suive son plan de vol avec précision, car un petit écart par rapport à la direction privilégiée se traduit par une variation importante du champ électrique reçu.

Pour tracer la fonction caractéristique dans le plan vertical, il faut faire intervenir la correction de distance. (Dans le cas précédent, la distance r était constante, car l'avion se déplaçait sur un cercle centré sur l'aérien à altitude constante.) On a cette fois :

$$r = h / \cos \theta.$$

On étudiera la fonction caractéristique :

$$F(\theta) = \frac{Er}{A} = \frac{Eh}{A \cos \theta}.$$

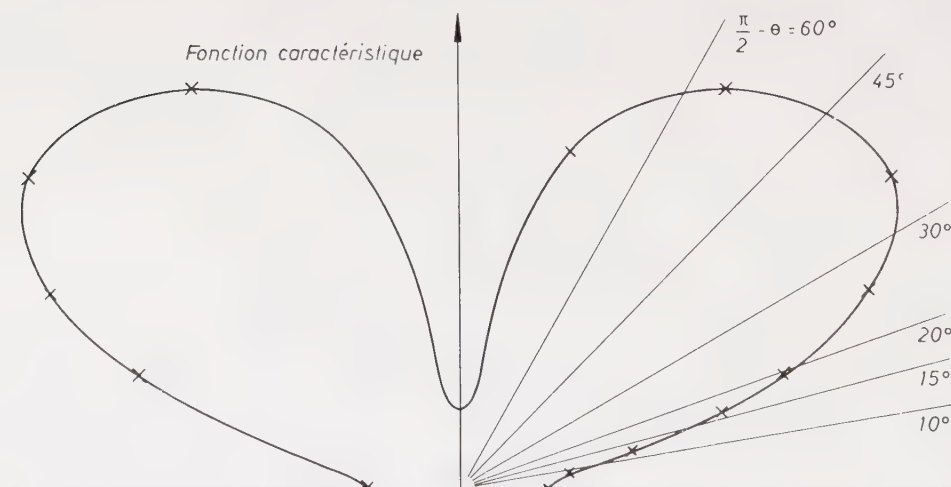


Fig. 58. — Étude expérimentale de l'élément
Diagramme de rayonnement dans le plan vertical. — Alt. 1 500 m

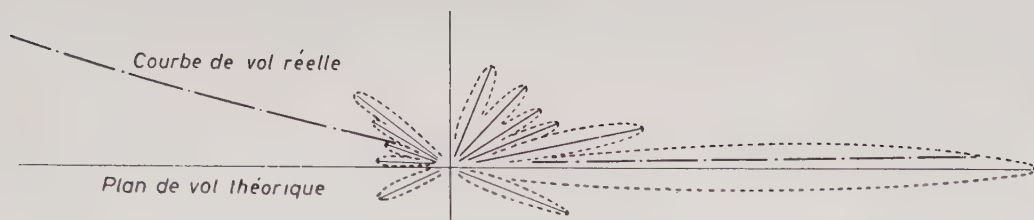


Fig. 59

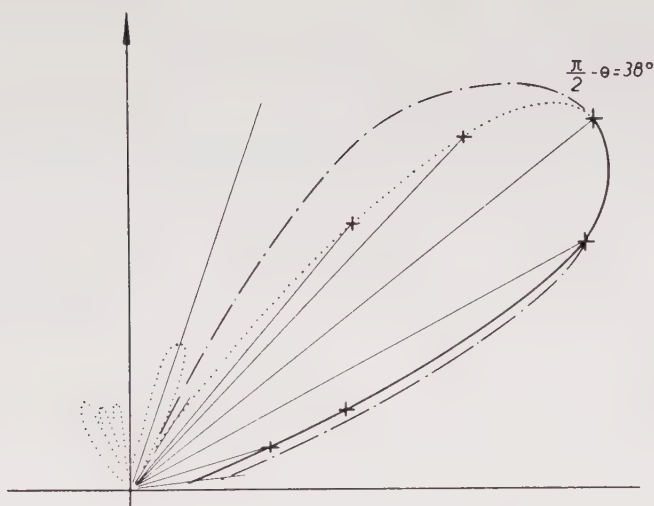


Fig. 60 a. — Diagramme de rayonnement du rideau dans le plan vertical à partir d'une coupe à altitude constante 1 500 m

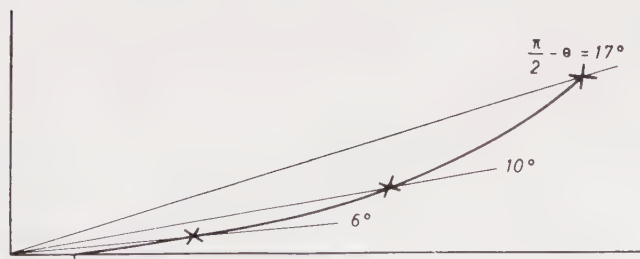


Fig. 60 b. — Loupe de 6° à 17° à partir de 3 vols aux altitudes : 500, 900 à 5 000 m, 1 500

7,32 Résultats.

A partir des résultats enregistrés sur bande on calcule l'expression $F(\theta)$ par la formule ci-dessus.

CAS DE L'ÉLÉMENT SEUL.

On a tout d'abord relevé le diagramme de rayonnement d'un élément seul en l'absence du rideau réflecteur. La fonction caractéristique est représentée sur la *figure 58*. L'allure générale de ce diagramme est la même que celle des courbes théoriques tracées dans le cas du sol réel (*fig. 54*). Le diagramme est symétrique par rapport à l'axe de l'élément.

CAS DU RÉSEAU.

Sur la *figure 59*, on a représenté le plan de vol effectivement suivi par l'avion dans cette mesure; au voisinage de la verticale, l'avion s'est écarté de la direction de la normale; cela se traduira par un écart dans les résultats entre les valeurs mesurées et les valeurs prévues pour les θ faibles (*fig. 60 a et b*). On a tracé sur la même figure le produit $R(\theta) \times F(\theta)$, $F(\theta)$ étant la fonction caractéristique de la *figure 58*. On a un bon accord entre les deux courbes pour des valeurs de l'angle θ telles que

$$52^\circ < \theta < 90^\circ.$$

Remarque. — A partir des trois relevés dans le plan horizontal on peut construire le diagramme de rayonnement dans le plan vertical normal au réseau pour $73^\circ < \theta < 90^\circ$.

CONCLUSION

Nous désirons construire un aérien directif dans la gamme de fréquences décadiques 8 à 25 MHz tel que la direction du faisceau d'énergie puisse varier en azimut de $\pm 30^\circ$ de part et d'autre de la direction privilégiée.

Un système du type « réseau » avec une alimentation des éléments à amplitude constante et à déphasage variable, permet de résoudre le problème de la rotation du lobe.

Un élément de type biconique de forme convenable donne une adaptation satisfaisante dans une large gamme de fréquences. Pour une ligne d'alimentation d'impédance caractéristique égale à 50 ohms, un angle à la base θ_1 égal à 45° a été déduit de l'étude expérimentale; des considérations théoriques de rupture d'impédance justifiées par l'expérience nous ont conduit à une valeur de l'angle au sommet θ_2 égale à 22° . Pour un élément biconique de hauteur quelconque dont les angles θ_1 et θ_2 ont les valeurs définies ci-dessus, il existe une large gamme de fréquences pour laquelle le taux d'ondes stationnaires sur la ligne d'alimentation est faible; un choix d'une hauteur voisine de 7 m amène cette gamme à coïncider avec la gamme de fonctionnement 8 à 25 MHz.

Un groupement de seize éléments espacés de 9 m nous donne un gain en puissance relatif à l'élément constitutif du réseau voisin de 13 dB dans la direction privilégiée. La largeur du lobe à 3 dB varie entre 8° et 30° avec la fréquence et la direction de rayonnement.

Le champ rayonné dans la direction du premier lobe secondaire est inférieur de 13,2 dB à celui rayonné dans la direction du maximum principal.

Un réflecteur placé à 6 m en arrière de l'alignement élimine les lobes arrières (le résidu arrière est de 20 dB inférieur au lobe avant). Ce réflecteur peut également donner un gain en tension voisin de 6 dB dans la direction du lobe avant.

En première approximation, on peut considérer que le diagramme de rayonnement dans le plan vertical est indépendant de la fréquence. En effet, pour un élément large-bande, la répartition des courants sur l'antenne varie peu avec la fréquence; il en sera de même de l'amplitude des champs rayonnés. Un effet secondaire dû au réflecteur conduit à un relèvement du lobe dans le plan vertical quand la fréquence augmente.

* * *

Qu'il me soit permis de remercier ici le Professeur Y. ROCARD, qui a bien voulu m'accueillir dans les Laboratoires de Physique de l'École Normale Supérieure.

Je remercie également le Professeur J. DELLOUE, qui a bien voulu me proposer le sujet de cette étude et dont les conseils m'ont aidé à poursuivre mes travaux.

J'associe à ces remerciements toutes les personnes qui m'ont aidé pour la réalisation de cette thèse.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] JASIK. — *Antenna Engineering Handbook* (1961).
- [2] SCHELKUNOFF. — *Electromagnetic waves*, Van Nostrand (1943).
- [3] SCHELKUNOFF. — *Proc. I.R.E.*, vol. 29 (1941).
- [4] SCHELKUNOFF. — *Proc. I.R.E.*, vol. 29 (1946).
- [5] SCHELKUNOFF-FRIIS. — *Antennas. Theory and Practice*, Wiley (1952).
- [6] SMITH. — *The conical dipole of wide angle*, J. Appl. Phys., vol. 19 (Janv. 1948).
- [7] TAI. — *On the theory of biconical antennas*, J. Appl. Phys., vol. 19 (Déc. 1948).
- [8] PAPAS et KING. — *Input impedance of wide angle conical*, Proc. I.R.E. (Nov. 1949).
- [9] DORNE. — *Very high frequency techniques*.
- [10] MEINKE. — *Nachrichtentechnische Zeitschrift* (Avril 1960).
- [11] THOUREL. — *Les antennes*, Dunod.
- [12] ROUBINE. — *Cours de lignes*.
- [13] ROUBINE. — *Cours d'antennes*.
- [14] KRAUS. — *Antennas*, McGraw-Hill.
- [15] De MIRBECK. — *Cours de propagation*.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

THÉORIES RÉCENTES DE FORMATION DE LA COUCHE E SPORADIQUE ET VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES

Vu et approuvé :

Paris, le 29 septembre 1964.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE.



CEDOCAR



IMPRIMERIE